



Fast brint-plasma vekselvirkning. En undersøgelse i relation til brændstoffødning af fusionsreaktorer

Jørgensen, L.W.

Publication date:
1976

Document Version
Publisher's PDF, also known as Version of record

[Link back to DTU Orbit](#)

Citation (APA):
Jørgensen, L. W. (1976). *Fast brint-plasma vekselvirkning. En undersøgelse i relation til brændstoffødning af fusionsreaktorer*. Risø National Laboratory. Risø-M No. 1823

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

A. E. K. Risø

Risø - M - 1823

Risø - M - 1823	Title and author(s) FAST BRINT-PLASMA VEKSELVIRKNING En undersøgelse i relation til brændstoffødning af fusionsreaktorer af L.W. Jørgensen		Date March 1976
			Department or group Physics Dept.
			Group's own registration number(s)
pages + tables + illustrations			
Abstract <p>A review of the need of refuelling fusionreactors and of the possible refuelling methods, in particular injection of pellets of solid hydrogen isotopes, is given. The intraction between hydrogen pellets and a fussion plasma is investigated and a theoretical model is given. From this it is seen that the necessary injection speed is above 10^4 m/sec. Experiments in which hydrogen pellets are interacting with a rotating test plasma (puffatran plasma) is described. The experimental results does partly verify the basic ideas of the theoretical model.</p>		Copies to	
Available on exchange from: Risø Library, Research Establishment Risø, (Risø Bibliotek, Forsøgsanlæg Risø) DK-4000 Roskilde, Denmark. Telephone: (03) 35 51 01, ext. 334, telex 43116.			

ISBN 87-550-0364-8

FORORD

Denne rapport giver en gennemgang af en del af det arbejde, der er blevet udført i forbindelse med pille-plasma vekselvirkningsforsøgene, som jeg har deltaget i under mit licentiatstudium på Forsøgsanlæg Risø's fysikafdeling.

Udover de arbejder, der er refereret til i nærværende rapport, har jeg beskæftiget mig med tæthedsperturbationers udbredelse i et kollisionsfrit plasma, hvilket er beskrevet i: L.W. Jørgensen and H.L. Pécseli, Risø Report No. 299 (1973) 43 pp.

Medarbejderne ved plasmagruppen takkes for god og venlig hjælp. Specielt rettes en tak til F. Øster og A.H. Sillesen for værdifuldt samarbejde. Endelig takkes Atomenergikommissionen for det tildelte stipendium, uden hvilket studiet ikke havde kunnet gennemføres.

INDHOLDSFORTEGNELSE

	Side
1. Indledning.....	5
2. Brændstoffødning af langsomt pulsede og steady-state (toroidale) reaktorer.....	7
2.1. Refuelling hastighed.....	8
2.2. Refuelling metode.....	8
3. Brintpille-plasma vekselvirkning.....	12
3.1. Energifluxen i et fusionsplasma.....	13
3.2. Elektron/ion beskydning af fast brint.....	14
3.3. Pille-plasma model.....	16
3.4. Skærmingsmekanismer.....	22
3.5. Indskydning af brintpiller i et fusionsplasma.....	25
4. Puffatron-plasmaets egenskaber.....	29
4.1. Beskrivelse af puffatronen.....	29
4.2. Neutral partikel målinger.....	32
4.2.1. NPD-energispektra.....	34
4.2.2. Ioniseringsforløb og plasmaudbredelse.....	35
4.3. Doppler-udbredning.....	36
4.3.1. Måling af He_{II} -profilen i et heliumplasma...	37
4.3.2. Iontemperaturen.....	39
4.4. Plasmatæthedsfordelingen.....	40
4.5. Plasmaenergitætheder.....	40

Side

5. Brintpillers vekselvirkning med puffatron-plasmaet.....	42
5.1. Den eksperimentelle opstilling og diagnostiske metoder.....	42
5.2. Spektroskopiske undersøgelser af det fordampede pillemateriale.....	46
5.3. Massetab af pillen.....	51
5.3.1. Energifluxen til pillen.....	51
5.3.2. Fortolkning af tabsmålingerne.....	53
5.4. Skitser til en pille-puffatronplasma model.....	55
6. Konklusion.....	57
Referencer.....	58
Appendices	
A: Nogle data for brint.....	65
B: Elektron- og ionenergifluxen i et Maxwelliseret plasma.....	67
C: Højenergetiske elektroner/ioners indtrængings- dybde i fast brint.....	67
D: Shock-fordampning af fast brint.....	70
E: Bestemmelser af pillehastigheden.....	71
F: Nedbremsning af pillen.....	73
G: Afbøjning af pillen i puffatronplasmaet.....	74

1. INDLEDNING

Fremtidige fusionsreaktorers behov for brændstofføddning vurderes ved en undersøgelse af plasmamaskiner, der i dag anses for egnede til en udvikling hen imod en fusionsreaktor. Kun "steady-state" og "long-pulse" reaktorer af typer som stellarator og tokamak synes at have et egentligt behov for indføring af frisk brændsel.

Forskellige muligheder for indføring af den nødvendige brændsel diskuteres med vægt på indskydning af frosne deuterium/tritium piller. Denne metodes egnethed afhænger i høj grad af, om pillerne kan accelereres til de nødvendige hastigheder, som igen er bestemt af, hvor kraftigt en pille vekselvirker med fusionsplasmaet.

Pillers vekselvirkning med plasmaer undersøges først teoretisk ved at indføre en rimelig simplificeret model af dette yderst komplicerede fænomen. Denne teoretiske model fører til nødvendige pillehastigheder af størrelsen 10^4 m/sek. Dette tal er dog yderst afhængigt af forskellige postulerede skærmningsmekanismer, som der bliver gjort rede for.

Den teoretiske model undersøges herefter eksperimentelt i en puffatron, en plasmamaskine med roterende plasma. Dette plasma beskrives, og der refereres til de arbejder, vi har udført for at opnå det fornødne kendskab til plasmaets egenskaber.

Puffatronplasmaet afviger fra et fusionsplasma på flere væsentlige punkter; men det er dog muligt at vurdere nogle af de antagelser og resultater, der er givet i den teoretiske behandling af pille-plasma vekselvirkningen.

Den eksperimentelle undersøgelse af pille-plasma vekselvirk-

ning, som vi udfører på Risø, har hidtil været det eneste arbejde af denne art; men efterhånden som optimismen m.h.t. udvikling af en fusionsreaktor (af tokamak typen) er steget, er interessen for brændstoffødning steget tilsvarende, se ref. 1,2.

Det skal nævnes, at vi har oversat det engelske ord "ablation" ved fordampning. Når vi således bruger vendingen "det fordampede materiale" forstås herved et materiale, der kan bestå af både neutralt og ioniseret stof.

2. BRÆNDSTOFFØDNING AF LANGSOMT PULSEDE OG STEADY-STATE (TOROIDALE) REAKTORER

Vi vil indledningsvis diskutere vigtigheden af at udvikle metoder til indføring af frisk brændsel ("refuelling") i kommende fusionsreaktorer. Vi vil hertil tage vort udgangspunkt i de plasma-maskiner, der må opfattes som værende egnet for en mulig udvikling hen imod en kommende fusionsreaktor. Dette er

TOKAMAK	(A)
STELLARATOR	(B)
MIRROR	(C)
TOROIDAL PINCH	(D)
LASER FUSION	(E)

For oversigtsartikler og vurderinger af disse maskin-typer kan henvises til ref. 1, 2, 3, 4.

A: Denne type er et eksempel på en "quasi steady state" maskine med lille β -værdi (β er forholdet mellem plasmatrykket og magnetfelttrykket). I ref. 5,6 angives, at der er en teoretisk mulighed for "steady state"-drift. Den i ref. 5 nævnte mulighed er nøje knyttet til injektion af frisk brændsel. Selv om det ikke er muligt at køre tokamak'en steady-state, er det nødvendigt at køre i så lange pulser, at refuelling vil være absolut nødvendig.

B: Denne maskine er i lighed med tokamak'en en reaktor med lille β , som dog kører steady-state, således at der også i dette tilfælde vil være behov for refuelling.

C: I disse maskintyper er det muligt at holde plasmatæthed og -energi således, at hvis man benytter neutral injektion til opvarmning af plasmaet, vil disse neutrale samtidig kunne refuelle maskinen.

D: I dette tilfælde kan refuelling undgås ved at tilpasse puls-længden med "burn-up" tiden for maskinen.

E: Her er ikke behov for en egentlig refuelling, men der må stilles krav om en ensartet produktion af brintpiller og en nøjagtig laserfocusering på disse.

Vi kan således konkludere (i overensstemmelse med Euratons Advisory Group on Heating and Injection⁷⁾), at kun typerne A og B har et egentligt refuelling problem. Imidlertid er det dog således, at tokamak'en anses som en af de mest egnede muligheder frem mod en fusionsreaktor.

2.1. Refuelling hastighed

En realistisk og økonomisk fusionsreaktor vil formentlig være af størrelsen 5000 MW(th) og baseret på en ligelig blanding af deuterium og tritium, således som det f.eks. er beregnet i ref. 3,8. For at frigøre denne effekt kræves fusionering af $3 \cdot 10^{21}$ plasmaioner/sek svarende til 0.01 g/sek. Den cirkulerende mængde brændsel skal dog være langt større, idet kun få procent af ionerne når at fusionere, inden de "lækker" ud af plasmaet. Mills⁹⁾ angiver således et brændstofbehov på 0.4 g/sek, hvilket kræver en injektionsmængde på $1.3 \text{ cm}^3/\text{sek}$.

2.2. Refuelling metode

Det egentlige problem ved refuelling er, hvorledes det er muligt at afsætte det friske brændsel i midten af plasmaet, således at man kan opretholde de af "confinement" betingede tætheds- og temperaturprofiler i plasmaet¹⁰⁾. Herudover vil levetiden af brændslet afsat nær kanten af plasmaet være så kort (grundet udadgående diffusion), at ingen væsentlig fusionering vil finde sted.

Man^{7,8)} forestiller sig to principielt forskellige metoder til indføring af brændslet: 1) indskydning og 2) diffusion. Metode 2) er baseret på opretholdelse af et relativt højt tryk af deuterium/tritium gas omkring plasmaet. Denne neutrale gas vil diffundere indefter, medens fusionsproduktet, helium, vil diffundere udefter^{11,12)}. Metoden synes dog at give store vanskeligheder, specielt m.h.t. at opretholde stabile tætheds- og temperaturprofiler i plasmaet. Vi vil ikke behandle dette emne yderligere, men blot henviser til de nævnte referencer. Derimod skal 1) diskuteres nærmere:

Indskydning af brændsel

Dette emne er først behandlet af Spitser et al.¹³⁾ og Rose¹⁴⁾. Kravet om, at brændslet skal trænge ind til centrum af plasmaet, kan udtrykkes ved

$$\tau_1 < \tau_2 \quad (2.1)$$

hvor τ_1 er den tid, brændslet er om at nå ind til plasmaets centrum. τ_2 er tidsintervallet fra brændslets indskydning, til det ikke længere er skelneligt i plasmaet (hermed menes tidsforløbet for processer såsom fordampning, ionisering og ionernes indfangning i magnetfeltet). Ved at indføre plasmastrengens radius, a , er det muligt at omskrive (1) til et krav for indskydningshastigheden, v_p :

$$v_p > \frac{a}{\tau_2} \quad (2.2)$$

idet vi her har set bort fra nedbremsning af brændslet.

Hvis vi antog brændslet indskudt i form af enkelte atomer, fås fra ref. 15,16, at det vil være nødvendigt at benytte en partikelenergi på omkring 1 MeV for netop at opfylde (2). Vi har her benyttet data fra den af Hancox⁸⁾ givne reaktor. Da det som nævnt i

afsnit 2.1 kun er få procent ($\sim 3\%$) af brændslet, der fusionerer, ses dette at være en umulig metode til indføring af brændsel, da der kun frigøres 22 MeV pr. D/T fusion. En bedre metode vil være at indskyde brændslet i form af små "piller" bestående af en frossen blanding af D/T, idet det ydre af pillen hele tiden vil skærme det indre mod plasmaet. Endvidere vil det materiale, som dannes ved pillens vekselvirkning med plasmaet, udgøre et koldt og tæt plasma, som delvis skærmer resten af pillen. Det er disse processer, vi undersøger i kpt. 3 (teoretisk) og kpt. 5 (eksperimentelt).

Med baggrund i disse overvejelser ses det, at jo større piller des større levetid af pillen i plasmaet; men pillernes størrelse er opadtil begrænset af, at deres vekselvirkning med plasmaet kun må perturbere dets tætheds- og temperaturprofil i mindre grad¹⁰⁾. Dette er ikke undersøgt nøjere, men det synes rimeligt at forlange, at antallet af atomer i pillen i hvert fald skal være mindre end det samlede antal ioner i plasmaet. Vores reference reaktor⁸⁾ indeholder omkring 10^{23} ioner, hvilket ved kugleformige piller svarer til en radius på 8 mm.

Da pille-plasma vekselvirkningen ikke er kendt i detaljer, er det vanskeligt at vurdere, hvor lille et v_p der kan akcepteres i uligheden (2). Der synes dog (ref. 7,17) at være behov for pillehastigheder på op mod 10^4 m/s for piller i mm-området svarende til injektionsenergier af størrelsesordenen 1 eV/atom, hvilket er en yderst lille energi sammenholdt med tilfældet ved indskydning af enkelte atomer. Omvendt vil det være vanskeligt at accelerere brintpiller i mm-området til 10^4 m/s-hastigheder. Vi har i ref. 18 vurderet mulighederne for at opnå den nødvendige acceleration af sådanne piller. Den mest lovende metode synes at være pneumatisk ac-

celeration, hvor accelerationstrykket kan påtrykkes eller dannes ved gnist-fordampning af en del af pillen.

I ref. 7,19 diskuteres muligheden af at benytte særligt små piller, de såkaldte clusters ($10 - 10^6$ atomer) til brændstofføddning. Clusters har den fordel frem for piller, at de vekselvirker mindre med plasmaet, er relativt simple at producere og accelerere (elektrostatisk)^{20,21}; men som vi vil vise i kapitel 3, er vekselvirkningen alligevel så kraftig, at den nødvendige clusterhastighed bliver urealistisk stor.

3. BRINTPILLE-PLASMA VEKSELVIRKNING

Vi vil i dette kapitel undersøge mulighederne for at brændstofføde de i kapitel 2 omtalte reaktortyper A og B, dvs. toroidale reaktorer med en lille β -værdi, ved indskydning af små frosne deuterium/tritium piller. Som eksempel på parametre i sådanne reaktorer har vi benyttet de af Hancox¹⁾ givne. Plasmatætheden og -temperaturen som funktion af radius i plasmastrengen, r , er givet ved

$$\begin{aligned} n_i &= n_e = n_0 \left(1 - 0.5 \left(\frac{r}{a}\right)^2\right) \\ \text{og} \quad T_i &= T_e = T_0 \left(1 - 0.9 \left(\frac{r}{a}\right)^2\right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

hvor $a \simeq 2$ m er plasmastrengens radius. $n_0 \simeq 1.8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ og $T_0 \simeq 20 \text{ keV}$ er værdierne for henholdsvis tæthed og temperatur midt i plasmastrengen. Som typiske størrelser vil vi i det følgende benytte $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ og $T = 10 \text{ keV}$.

Pillen vil på sin vej i plasmaet blive fordampet af dette, og ioner afsættes derfor kontinuert langs pillebanen. Vi bør derfor bestemme størrelse og hastighed af pillen således, at der opnås optimal fordeling af brændslet. Desværre er dette ikke undersøgt nøjere, og mulighederne for at accelerere piller til store hastigheder er vanskelig²⁾, hvorfor vi blot vil stille krav om, at en betragtelig del af pillen (f.eks. halvdelen) når ind til plasmaets centrum. Endelig vil vi, for at opnå en væsentlig simplifikation og af mangel på data om deuterium og særlig tritium, opfatte pillen og plasmaet som bestående af normal brint. Med denne antagelse er der ikke indført væsentlige ændringer, idet de processer, der er af betydning ved pille-plasma vekselvirkningen, kun er lidt afhængige af valget af brintisotop. Dette fremgår af ref. 3,4,5, hvorfra nogle relevante data om brint er samlet i appendix A.

I afsnit 3.5 gøres der rede for korrektioner til ovennævnte simplifikation.

Pillens vekselvirkning med plasmaet er yderst vanskelig at analysere, da vi har fast brint ved ca. 14 K (appendix A) og et plasma ved ca. 10^8 K, hvilket betyder, at brint vil optræde i tilstandene fast, gasformig og ioniseret, hvorfor et utal af processer vil kunne finde sted.

Vi vil tage vort udgangspunkt i bevægelsesligningen for pillen⁶⁾

$$\frac{d}{dt}(m_p v_p) = -C \frac{1}{2} \rho v_p^2 A_p \quad (3.2)$$

her er $m_p(t)$, $v_p(t)$ og $A_p(t)$ henholdsvis pillens masse, hastighed og tværsnitareal vinkelret på baneretningen. ρ er plasmaets massefylde. Endelig er C modstandskoefficienten for plasmaet. For at løse denne ligning kræves kendskab til pillens form og størrelse, hvilket er bestemt af pillens fordampning i plasmaet.

3.1. Energifluxen i et fusionsplasma

Den samlede energiflux, som et legeme i et plasma udsættes for, har bidrag fra elektroner, ioner (eksemplet nedenfor er gennemregnet for brintioner), α -partikler, Bremstrahlung, cyklotronstråling og neutroner.

Bidraget fra elektroner og ioner fås ved at integrere over en Maxwell energifordeling, således som det er vist i appendix B (når vi har ønsket at vise denne regning, skyldes det, at flere referencer fejlagtigt angiver energifluxen til $\frac{n\bar{v}}{4} \frac{1}{2} kT$). Dette giver

$$F_{e,i} = \frac{n \bar{v}_{e,i}}{4} 2 k T_{e,i} \quad (3.3)$$

hvor

$$\bar{v}_{e,i} = \sqrt{\frac{8 k T_{e,i}}{\pi m_{e,i}}} \quad (3.4)$$

Da $T_e \approx T_i$, ses at $F_e \approx 43 F_i$.

Det er svært at beregne bidraget til energifluxen fra α -partiklerne, F_α , idet α -partiklerne fødes med 3.5 MeV og bremses ned ved kollisioner med andre plasmapartikler, samtidig med at de (α -partiklerne) diffunderer ud af plasmaet. Endelig har man intet eksperimentelt kendskab til, hvor stort et α -partikeltryk, der af stabilitetsmæssige grunde kan accepteres. Men fra ref. 7 haves, at $n_\alpha/n_i \approx 1/35$ og $T_\alpha/T_e \approx 10$ (vi har her antaget, at α -partiklerne er Maxwell-fordelte). Dette giver ved brug af (3), at $F_\alpha/F_i \approx 0.5$.

Ved at indsætte data fra ref. 1 i (3) fås $F_e = 5 \cdot 10^{12} \text{ W/m}^2$. Størrelsen af Bremstrahlung og cyklotronstråling er kun delvis kendt, men er mange størrelsesordener mindre¹⁾. Partikelfluxen af neutroner (dannet med energi 14 MeV) er $\approx 10^{19} (\text{m}^2 \text{ sek})^{-1}$, således at energifluxbidraget er omkring 5 størrelsesordener mindre end F_e .

Vi kan således konkludere, at bidragene til energifluxen er $\approx 95\%$ fra elektronerne og $\approx 5\%$ fra ioner og α -partikler. (I en reaktor, hvor vi har deuterium- og tritiumioner, vil energifluxen fra elektronerne udgøre en endnu større del).

3.2. Elektron/ion beskydning af fast brint

Af oversigtsmæssige grunde inddeler vi som følger:

Højenergetiske elektroner og ioner

Når en elektron ($\approx 10 \text{ keV}$) rammer overfladen af fast brint, kan den indgå i processer med brintatomer såsom elastisk spredning, excitation og ionisation. Gralnick⁶⁾ viser, at kun de to sidstnævnte er af betydning. Kollisionstiden ved ionisation er, idet n_s er den atomare tæthed af fast brint

$$\frac{1}{n_s \sigma_i \langle v_{rel} \rangle} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ sek} \quad (3.5)$$

hvor vi har benyttet data fra appendix A.

Med hensyn til ionerne (≈ 10 keV) ses det fra fig. A1, at de vil undergå charge-exchange processer ved mødet med den faste brint. Kollisionstiden for denne proces er

$$\frac{1}{n_0 \sigma_{ch} \langle v_r \rangle} \approx 4 \cdot 10^{-16} \text{ sek} \quad (3.6)$$

Tidsskalaen for udbredelse af forstyrrelser i brintgitteret⁶⁾ er en størrelsesorden over den binære kollisionstid (5) og (6), således at vi kan opfatte det faste brint som en tæt gas, hvor de enkelte molekyler ikke vekselvirker.

Fig. A2⁸⁾ angiver den beregnede gennemsnitlige energi, W , der medgår til dannelsen af et ion/elektron par ved indskydning af elektroner med energi, E i en gas af atomart hydrogen. Det ses, at for $E > 200$ eV er W konstant, $W_0 \approx 36$ eV. Denne værdi er relativt uafhængig af partikeltypen og den benyttede gas. Således er værdien eksperimentelt fundet til 36.3 eV⁹⁾ både for elektroner og α -partikler i en hydrogengas. Tallet varierer endvidere kun nogle få eV for forskellige gasarter¹⁰⁾.

I appendix C har vi på basis af ovenstående undersøgt indtrængningsdybden af disse højenergetiske partikler i den faste brint. Det fremgår således heraf, at elektroner (10 keV) afsætter deres energi helt ind til en dybde af $\approx 18 \mu\text{m}$, medens ioner (10 keV) afsætter energien inden for $0.5 \mu\text{m}$. α -partikler med en energi 10 gange ionernes (afsnit 3.1) afsætter energien ind til en dybde af $2.5 \mu\text{m}$. Ved overslagsregninger kan indtrængningsdybden antages lineær i energien omkring de her givne værdier.

Lavenergetiske elektroner og ioner

Disse partikler stammer fra den lavenergetiske del af Maxwell-fordelingen i plasmaet, eller det er højenergetiske plasma-partikler, der er blevet nedbremset af det fordampede pillemateriale eller i overfladen af pillen. Disse lavenergetiske partikler vil fortrinsvis aflevere deres energi til det faste brint (dvs. ikke binære kollisioner) og specielt i overfladen. Dette giver specielt anledning til et utal af sputtering processer og dertil hørende dannelse af lavenergetiske (≤ 1 eV) partikler, som kan være makromolekyler, molekyler og atomer - ioniserede som neutrale. En gennemgang heraf findes f.eks. i ref. 11,12.

3.3. Pille-plasma model

På basis af diskussionen om energifluxe og processer i afsnittene 3.1-2 vil vi opstille en rimelig simplificeret model af pille-plasma vekselvirkningen. Fig. 3.1 skitserer princippet i denne model, idet pillen for nemheds skyld er antaget kugleformig.

Plasmaenergien afsættes i et i forhold til pillens radius tyndt overfladelag, således at pillens fordampning kan beskrives ved en fordampningsfront, som driver indad i pillen med hastigheden $v_g(t)$. Det fordampede materiale vil bevæge sig udad med hastigheden $v_f(t)$. Det ses endvidere, at ovennævnte processer udelukkende skabes af elektronerne. Ionerne vil undergå charge-exchange processer med den del af det fordampede materiale, som endnu ikke er ioniseret.

I appendix D har vi undersøgt, om vi i lighed med laserfordampning af piller kan få en shock-front fordampning af pillen, dvs. en undersøgelse af om energien fra plasmaet kan overføres tilstrækkeligt hurtigt (m.h.t. opretholdelsen af shock-fronten) gennem det fordampede materiale, som i dette tilfælde må antages at bestå

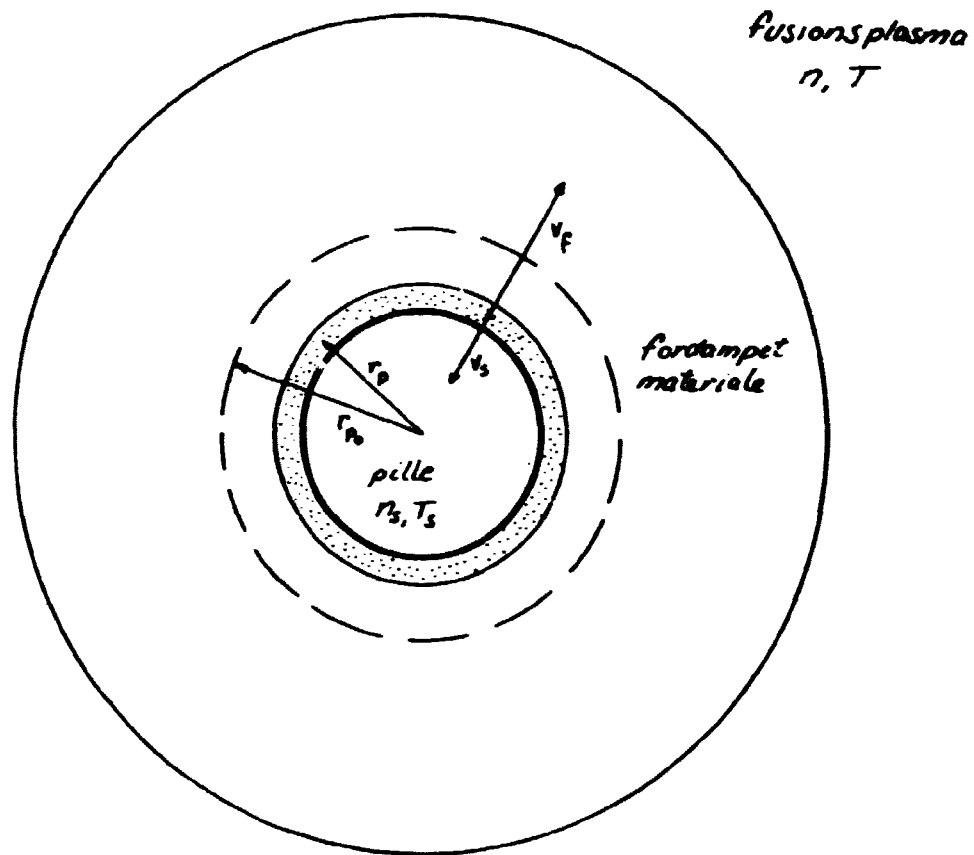


Fig. 3.1. Principskitse af pillefordampningen. $v_s(t)$ er hastigheden, hvormed en fordampningsfront driver ind i pillen, medens $v_f(t)$ er den hastighed, hvormed pillematerialet forlader pillens overflade. Det prikkede område angiver et delvist neutralt lag med tætheder af størrelse lig pillens.

af neutrale med ringe energi, hvorfor $n_f \approx n_s$. Resultatet af disse undersøgelser viser, at i begyndelsen af vekselvirkningen er mulighederne for en shock-front tilstede; men senere synes plasmaenergien ikke at kunne overføres tilstrækkeligt hurtigt. Disse vurderinger er dog i høj grad afhængige af den antagne temperatur af plasmaelektronerne i det neutrale lag. Selv om vi antog, at pillen bliver shock-fordampet, vil plasmatrykket formodentlig i nogen grad kunne holde det neutrale materiale samlet, således at den eneste ændring vil være, at vi ser bort fra de i forvejen meget svage van der Wall'ske kræfter mellem H_2 -molekylerne.

Den her opstillede model er lig den af Grainick⁶⁾. Det vil dog være nødvendigt også at indføre et relativt tyndt overfladelag, hvor en væsentlig del af materialet består af neutrale (af tykkelse nogle få gange indtrængningsdybden af 10 keV elektroner, appendix C), som et resultat af diskussionerne i afsnittene 3.1-2.

Modellen, som er skitseret på fig. 3.1, skal opfattes som en dynamisk model, hvor begyndelsessituationen er en en "nøgen" pille omgivet af plasmaet; men efterhånden danner det fordampede materiale en delvis skærmende sky omkring pillen. Denne skærmning af pillen vil vi passende kalde gasskærmning. Herudover er der blevet postuleret to yderligere skærmmingsmekanismer: elektrostatisk (Spitzer et al.¹³⁾) og magnetisk (Rose¹⁴⁾). Vi vil diskutere disse tre skærmmningstyper i næste afsnit.

I resten af dette afsnit vil vi se bort fra alle skærmmingsmekanismer, hvilket betyder, at vi betragter en "nøgen" pille i et plasma - denne situation genfindes i hvert fald i begyndelsen af pille-plasma-vekselvirkningen. Lad os endvidere antage en isotropisk energiflux fra plasmaet til pillen, dvs. vi ser bort fra magnetfeltet. Med baggrund i afsnit 3.2 vil vi endvidere antage, at der

sker en ionisering af pillematerialet, samt at der medgår energien $W_0 = 36.3$ eV pr. hydrogen atom til denne proces. Vi kan således opskrive ligningen

$$4\pi r_p^2 F \simeq G W_0 \quad (3.7)$$

Her er G fordampningshastigheden, dvs. antal atomer, der forlader pillen pr. tidsenhed. Med betegnelserne fra fig. 3.1 fås

$$G = n_s 4\pi r_p^2 v_s \quad (3.8)$$

således, at vi fra (7) og (8) får

$$v_s = \frac{F}{n_s W_0} \quad (3.9)$$

Denne formel er afbildet på fig. 3.2, hvor vi har benyttet $F \approx F_e$ (afsnit 3.1). I appendix E har vi undersøgt, hvad disse fordampningshastigheder betyder for kravet til pillehastigheden. Resultatet er også indtegnet på fig. 3.2. Vi har antaget en pilleradius på 5 mm (se afsnit 2.2) og en plasma radius på 2 m^1). Det fremgår tydeligt af værdierne for v_p sammenholdt med afsnit 2.2, at det vil være nødvendigt at se sig om efter mekanismer, der vil mindske energifluxen til pillen (afsnit 3.4).

Vi vil nu undersøge egenskaberne af det fordampede materiale (stadig ved det simplificerede billede). Vi vil indledningsvis vise, at vi kan benytte Gralnick's model. Gralnick viser¹⁵⁾, at plasma-energien afsættes i et så tyndt lag som $0.05 \mu\text{m}$. Han antager, at "stopping power" er ens for elektronerne og ionerne, og at processen kan beskrives som "random walk". Dette billede er fejlagtigt, således som det fremgår af appendix C; men da kriteriet for at benytte Gralnick's model er, at energien afsættes i et tyndt lag i forhold til pillens radius, hvilket er opfyldt, vil vi alligevel benytte dens resultater. Udgangspunktet for modellen er de tre bevarelses-

ligninger (masse, moment og energi) opskrevet for faseovergangen plasma-fast brint. Gralnick⁶⁾ viser, at dette fører frem til en Chapman-Jouget¹⁶⁾ fordampning af pillen. Den energi, E , der er til rådighed pr. dannet ion/elektron par til opvarmning og acceleration af det fordampede materiale, er

$$E \approx W_0 - \frac{1}{2} I_{H_2} - E_1 \quad (3.10)$$

hvor I_{H_2} er energien, der medgår til omdannelsen $H_2 \rightarrow 2H^+ + 2e$, hvilket er dissociationsenergien + to gange ioniseringsenergien. $I_{H_2} = 31.7 \text{ eV}$ ¹⁷⁾. E_1 er den energi, der medgår til excitationsprocesser i det delvist neutrale overfladelag. Ved indsætning i (10) fås $E + E_1 \approx 20 \text{ eV}$, hvilket er i overensstemmelse med det i slutningen af appendix D fremførte.

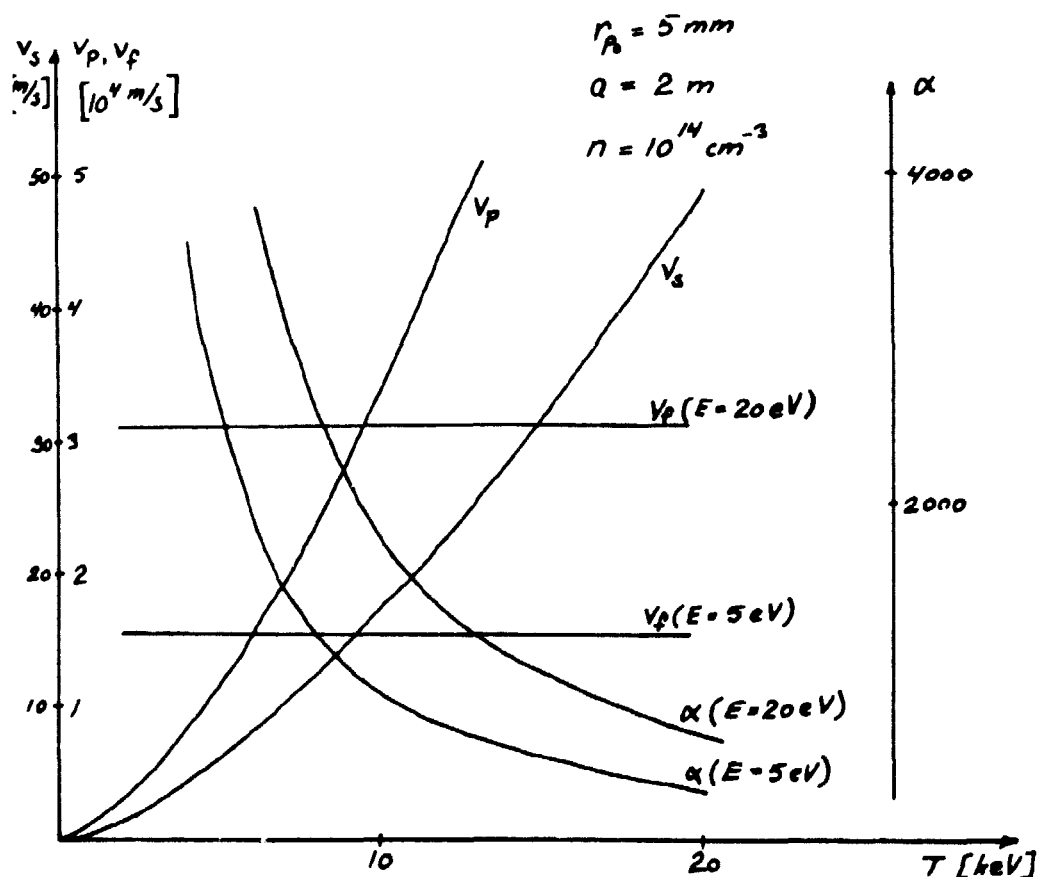


Fig. 3.2. v_s (9), v_p (E5), v_f (13) og α (12) som funktion af T .

T	E ₁	E	T _f	P _f
keV	eV	eV	eV	10 ⁵ N/m ²
10	0	20	6.1	290
10	15	5	1.5	145

Tabel 3.1. E (10), T_f (14) og P_f (15) for de givne værdier af T og E₁.

Vi vil definere størrelsen α som forholdet mellem hastigheden af det fordampede materiale og hastigheden af fordampningsfronten

$$\alpha \equiv \frac{V_f}{V_s} = \frac{\rho_s}{\rho_f} \quad (3.11)$$

hvor sidste omformning fremgår af massebevarelsesloven. α kan beregnes⁶⁾ detaljeret; men med de parameterværdier, F og E, der er aktuelle, kan vi benytte

$$\alpha \simeq \frac{1}{V_s} \sqrt{\frac{E}{2m_N}} \quad (3.12)$$

eller ved at indføre (11) fås

$$V_f = \sqrt{\frac{E}{2m_N}} \quad (3.13)$$

hvilket vil sige, at i vores parameterområde er hastigheden af det fordampede materiale uafhængig af den hastighed, hvormed plasmaenergifluxen fordampet pillen. Endelig er temperaturen og trykket af det fordampede materiale givet⁶⁾ ved

$$T_f = \frac{3}{5} \frac{V_f^2}{R} \quad (3.14)$$

$$P_f = \frac{3}{5} \rho_f V_f^2 = \frac{3}{5} \rho_s V_s V_f \quad (3.15)$$

hvor R er gaskonstanten, og ρ_f er massefylde af det fordampede ma-

teriale. Ved sidste omformning i ligning (15) er (11) benyttet.

Ved at antage $E_1 = 0$ ⁶⁾ er størrelserne v_f , T_f og p_f udregnet, og resultaterne fremgår af fig. 3.2 og tabel 3.1. Ved at indsætte det fordampede materials temperatur og tæthed i Saha's ligning¹⁸⁾, som angiver ionisationsgraden i en gas, synes det rimeligt at antage, at alt materialet er ioniseret. Men dette gælder ikke i overfladelaget af pillen, hvor vi ikke har termodynamisk ligevægt. Det er vanskeligt at vurdere den neutrale tæthed i dette overfladelag; men en nedre grænse på n_s/α synes rimelig. Ved benyttelse af fig. A1 giver dette en øvre grænse for den fri middelvejlængde for excitation (af atomart hydrogen) på $7 \mu\text{m}$. Da overfladelagets tykkelse er ca. 5 gange denne længde, må vi (i modsætning til Gralnick⁶⁾) tage hensyn til størrelsen af E_1 . Denne er mindst 10.2 eV ¹⁷⁾ pr. excitation af atomart hydrogen. Der synes således at være mulighed for 1 til 2 excitationer pr. sekundær elektron. Tværsnittet for excitation af H_2 -vibrationer¹⁹⁾ er af størrelsesorden lig excitationen af H-atomer; men den nødvendige energi er blot af størrelsen 2 eV. Det er således vanskeligt at bestemme værdien af E_1 ; men det synes rimeligt at antage $1 \text{ eV} \leq E_1 \leq 5 \text{ eV}$. Med værdien $E = 5 \text{ eV}$ har vi indtegnet de ændringer det giver til fig. 3.2 og tabel 3.1. Vi ser, at det fordampede materiale stadig kan antages fuldt ioniseret.

3.4. Skærningsmekanismer

Vi vil ikke her gå i nærmere detaljer ved gennemgangen af disse mekanismer, idet man endnu ikke eksperimentelt har kunnet undersøge andet end den foregående relativt simple model (dette vil vi vende tilbage til i kapitel 5).

Gasskærmning

Det fordampede materials tætheder og temperaturer (således

som det fremgår af afsnit 3.3) er af en sådan størrelse, at kun en del af elektronplasmaenergifluxen vil trænge igennem til pillens overflade (ionerne afgiver al deres energi i et tyndt overfladelag af det fordampede materiale). Det ses, at jo mindre v_f , dvs. jo mindre E , des kraftigere er denne skærmende virkning. Af (13) ses iøvrigt, at for en pille bestående af en ligelig blanding af D/T ændres fronthastigheden med faktoren $(2.5)^{-\frac{1}{2}} \approx 0.63$, hvilket videre fører til en formindskelse af T_f og p_f . Vi vil ikke undersøge fænomenet nærmere, men blot referere, at Gralnick⁶⁾ beregner, at energifluxen til en deuteriumpille i et deuteriumplasma ($n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $T = 8.6 \text{ keV}$) ca. halveres.

Elektrostatisk skærmning

Denne skærmningsmekanisme har sit udgangspunkt i muligheden af, at en brintpille lades negativt op i et fusionsplasma, således at elektronfluxen til pillen begrænses, hvorved energifluxen til pillen mindskes. Således postulerer Spitzer et al.¹³⁾ en formindskelse i fordampningshastigheden af pillen med omkring en faktor 10. På dette tidspunkt fandtes ingen data for fast brints sekundære elektron emissions koeficient, δ ; men $\delta(E)$ kan antages²⁰⁾ at have et forløb som vist på fig. 3.3. Det er forventeligt, at $\delta \rightarrow 0$ for 10 keV elektroner, da disse "oplever" pillen som bestående af en tæt gas, se afsnit 3.2. Det ses, at elektroner med $(E < E_{p+})$ v $(E > E_{p-})$ medfører en negativ opladning af det faste brint, medens $E_{p+} < E < E_{p-}$ har den modsatte effekt. For nylig har Sørensen^{21,22)} målt δ for deuterium i energiintervallet 0.5 - 3 keV, hvilket viser, at δ i dette interval aftager fra ca. 0.5 til 0.1. Dette betyder, at E_{p-} ligger lavere end 0.5 keV, således at fast brints opladning af plasmaelektronerne (bestemt ved en foldning af $\delta(E)$ med 10 keV

Maxwell-fordelte elektroner) synes at blive negativ, relativt uafhængig af størrelsen af δ_{\max} . Det skal dog tilføjes, at hvis gasskærmningen af pillen er effektiv, vil dette betyde en nedbremsning af plasmaelektronerne; men denne relativt svage effekt synes ikke at kunne forhindre en negativ opladning af pillen.

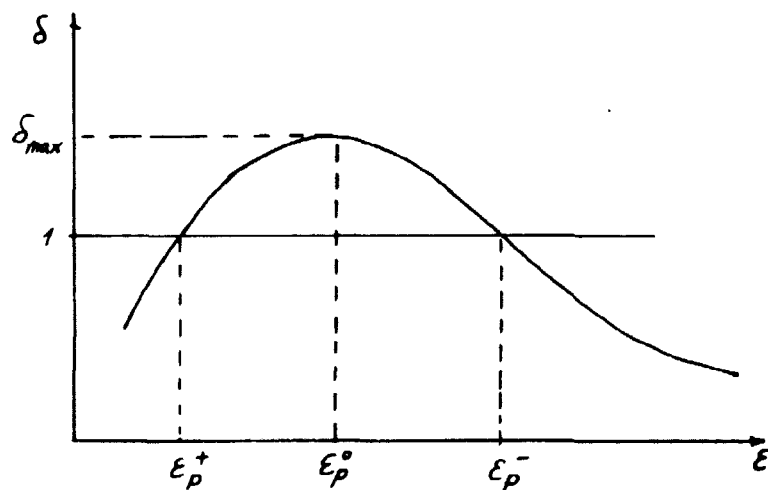


Fig. 3.3. Det kvalitative forløb af fast brints sekundære elektron emissions koefficient, δ , som funktion af den primære elektronenergi, E .

Det er dog blevet påpeget¹⁴⁾, at det delvise neutrale lag omkring pillen skulle have en evne til at bevare pillen + laget ladningsneutralt overfor en indkommende elektron. Det skal også fremhæves, at da der under pillens vekselvirkning med plasmaet ikke er nogen klart afgrænset overgang mellem pillen og det fordampede materiale, er det muligt at en kurve som den skitseret på fig. 3.3 ikke har megen relevans til vores problem. En som fremhævet i afsnit 3.2 og under gasskærmning ses det, at elektro-

nernes indtrængningsdybde altid vil være væsentlig større end ionernes, hvilket betyder opbygning af et negativt potential i det pågældende materiale.

Det synes således rimeligt på baggrund af ovenstående diskussion at antage, at man ikke kan se bort fra, at pillens fordampning vil mindskes gennem en elektrostatisk skærmning.

Magnetisk skærmning

Denne mekanisme har sit udgangspunkt i, at det fordampede materiale som diskuteret i afsnit 3.3 danner et koldt og tæt plasma af en sådan art, at dets plasmatrik er lig magnetfelttrykket, således at det kolde plasma "blæser en ballon op" i magnetfeltet, efterhånden som plasmaenergien afsættes i "ballon"-plasmaet, hvorved en kraftig reduktion i pille-fordampningshastigheden skulle forekomme¹⁴⁾. Øster²³⁾ viser, at betingelsen for, at et ballon-plasma (med væsentlig indflydelse på energifluxen til pillen) udvikles, er et krav om stor β -værdi for reaktoren, således at denne mekanisme synes uden betydning ved reaktorer med lille β -værdi. Chang²⁴⁾ gennemregner dog en noget modificeret model med magnetisk skærmning, som fører frem til en mindre reduktion i fordampningshastigheden.

3.5 Indskydning af brintpiller i et fusionsplasma

Vi skal i dette afsnit benytte de (teoretiske) resultater, der er givet i dette kapitel, til at undersøge brintpillers egnethed til brændstofføddning.

Nødvendig pillehastighed

Vi tager vort udgangspunkt i fig. 3.2, hvortil det allerede er påpeget, at de givne værdier af pillehastigheden, v_p , er uacceptabelt store. De plasmaparametre ($n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ og $T = 10 \text{ keV}$),

der ligger til grund for figuren, er som påpeget i indledningen til kapitlet blot karakteristiske størrelser. Ved at indsætte værdierne fra plasmastrengens centrum, $n_0 = 1.8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ og $T_0 = 20 \text{ keV}$ (1), fås $v_p = 1.7 \cdot 10^5 \text{ m/sek}$. En realistisk værdi for v_p fås ved at tage hensyn til tætheds- og temperaturprofilen i plasmaet (1). Dette er gennemført i appendix E og fører til en reduktion i kravet om den nødvendige pillehastighed med en faktor omkring 2, hvilket betyder, at $v_p \approx 8.5 \cdot 10^4 \text{ m/sek}$.

Vi har hidtil antaget, at pillen blev udsat for en isotropisk energiflux, dvs. vi har set bort fra magnetfeltets betydning. Dette er formodentlig ikke tilladeligt, da forholdet mellem transporthastighederne i et plasma parallelt og vinkelret på magnetfeltet er betydeligt større end 1, således som det også antages i appendix D. En nærmere vurdering²⁴⁾ baseret på klassisk transportteori bekræfter dette. Det skal dog påpeges, at ved målinger²⁵⁾ af energifluxen vinkelret på magnetfeltet til en kold væg konstateredes en noget større værdi end den teoretiske (klassisk transport) forventede værdi. Denne korrektion synes ikke at have nogen betydning for antagelsen om at se bort fra energifluxen vinkelret på magnetfeltet. Dette giver en reduktion i energifluxen til pillen af størrelse $2\pi r_p^2 / 4\pi r_p^2 = \frac{1}{2}$.

Ses der bort fra skærpningsmekanismerne i afsnit 3.4, synes det at være rimeligt at kræve et $v_p \lesssim 4 \cdot 10^4 \text{ m/sek}$ under forudsætning af, at pillen ikke decelereres væsentligt i plasmaet. Dette bekræftes af en undersøgelse i appendix F, hvorfra der fås $\Delta v_p / v_p \approx 1\%$.

Det er vanskeligt at vurdere, hvor stor en reducerende effekt de forskellige postulerede skærpningsmekanismer (afsnit 3.4) vil have på pillens fordampningshastighed og følgende reducere af den nødvendige pillehastighed. Det synes dog rimeligt at antage, at

der er behov for pillehastigheder i området $5 \cdot 10^3$ m/sek til op mod 10^4 m/sek.

Brændslets afsætning i plasmaet

Brændslets afsætning i plasmaet som funktion af indtrængningsdybden, x , kan udtrykkes som

$$\left| \frac{dm_p}{dx} \right| = \left| \frac{dm_p}{dt} \right| \frac{1}{v_p} = 4\pi r_p^2 g_s \frac{v_s}{v_p} \quad (3.16)$$

Da brændslet afsættes symmetrisk azimuthalt og toroidalt grundet reaktorens spiralerende magnetfelt haves fra (16)

$$\frac{dm_p}{dr} \sim r_p^2(r) n(r) T(r)^{3/2} \quad (3.17)$$

hvor vi har benyttet (9) og (3).

Det ville være ideelt (men umuligt) at afsætte brændslet i centrum af plasmastrengen (afsnit 2.2). Ved division med $n(r)$ i (17) ses det dog, at fordelingen af brændslet bliver betydeligt smallere end fordelingen af plasmaionerne, således at man har en rimelig god opfyldelse af det ideelle.

Ved at stille krav om at halvdelen af pillen skal nå ind til centrum af plasmastrengen, vil en del af pillen formodentlig overleve turen gennem plasmaet. Fra appendix E fremgår det, at $2(\frac{1}{2})^{1/3} - 1)^3 \approx 20\%$ af pillen overlever. Dette kan undgås ved blot at stille krav om, at en $1/8$ af pillen (svarende til en halvering af radius) skal nå ind til centrum. Dette giver en formindskelse i v_p på ca. 2.5, men prisen er en noget forringet brændselsfordeling.

Clusters

Vi vil til sidst diskutere en speciel type skærming af piller, som kun er virksom for piller med diameter mindre end plasmaelektro- nernes indtrængningsdybde²⁷⁾. Disse små piller betegnes clusters som allerede nævnt i afsnit 2.2. Det fremgår klart af denne defi-

nition, at "skærmningen" af en cluster fremkommer ved, at elektronerne kun afgiver en del af deres energi til det faste brint.

Med disse små pillediametre kan modellen med en fordampende front (afsnit 3.3) ikke benyttes. Det er dog muligt ud fra levetiden af en cluster i et plasma at definere hastigheden $v_s \equiv dr_p/dt$. Fra et plasma med $n=10^{14} \text{ cm}^{-3}$ og $T = 10 \text{ keV}$ fås et minimum i v_s på $2 \cdot 10^{-3} \text{ m/sek}^{28)}$ for en cluster med 10 molekyler ($r_{p0} \approx 4.5 \text{ Å}$), hvilket kan sammenlignes med $v_s = 17 \text{ m/sek}$ fra fig. 3.3. Clusters "fordamper" altså op mod 10^4 gange langsommere end piller; men dette er ikke tilstrækkeligt, idet benyttelse af (E3) fører til $v_p \approx 6 \cdot 10^6 \text{ m/sek}$, hvilket svarer til ca. 200 keV/atom. Dette er, som det fremgår af afsnit 2.2, et for stort energikrav, rent bortset fra umuligheden af at opnå en sådan hastighed.

4. PUFFATRON-PLASMAETS EGENSKABER

Formålet med dette kapitel er at give en kortfattet beskrivelse af det plasma, vi vil benytte i kapitel 5 til en eksperimentel undersøgelse af piile-plasma vekselvirkning. Det skal dog fremhæves, at studier af roterende plasmaer udføres i forbindelse med så forskellige emner som ionopvarmning¹⁾, plasmainjektion²⁾, isotopseparation³⁾ og simulering af vekselvirkningen mellem solvinden og planeterne⁴⁾. En detaljeret oversigt over roterende plasmaer er givet af Lehnert⁵⁾.

Vi vil starte med en kortfattet gennemgang af puffatronens virkemåde og de indledende resultater, som Øster⁶⁾ detaljeret gør rede for. Selve nedbrydningsfasen er diskuteret i ref. 7. Herefter følger resultater af de beregninger og målinger, vi har udført for at opnå nøjere kendskab til plasmaet, specielt med henblik på tætheder^{8,9)} og energifordeling^{10,11)}.

4.1. Beskrivelse af puffatronen

Plasmaet i denne maskintype dannes ved at påføre et elektrisk felt, E , vinkelret på et magnetfelt, B . Opstillingen er vist på fig. 4.1. Magnetfeltet, som er vist på fig. 4.2, danner et spejlfelt. Udladningskammeret er i princippet en cylinderkondensator parallelt med magnetfeltet. Ydre elektrode, $r_y = 7.5$ cm. Indre elektrode, $r_i = 2.5$ cm. Den neutrale gas til en udladning tilføres fra et gaskammer i indre elektrode gennem en hurtigt arbejdende ventil (a puff valve). Den neutrale gas fordeler sig vifteformigt set i et plan indeholdende maskinens symmetrilinie⁶⁾. Når gassen er introduceret i udladningskammeret, påføres det elektriske felt. Resultatet er en hurtig og effektiv ionisering af den neutrale gas, samtidig med at plasmaet bringes til at rotere i $\underline{E} \times \underline{B}$ -retningen med

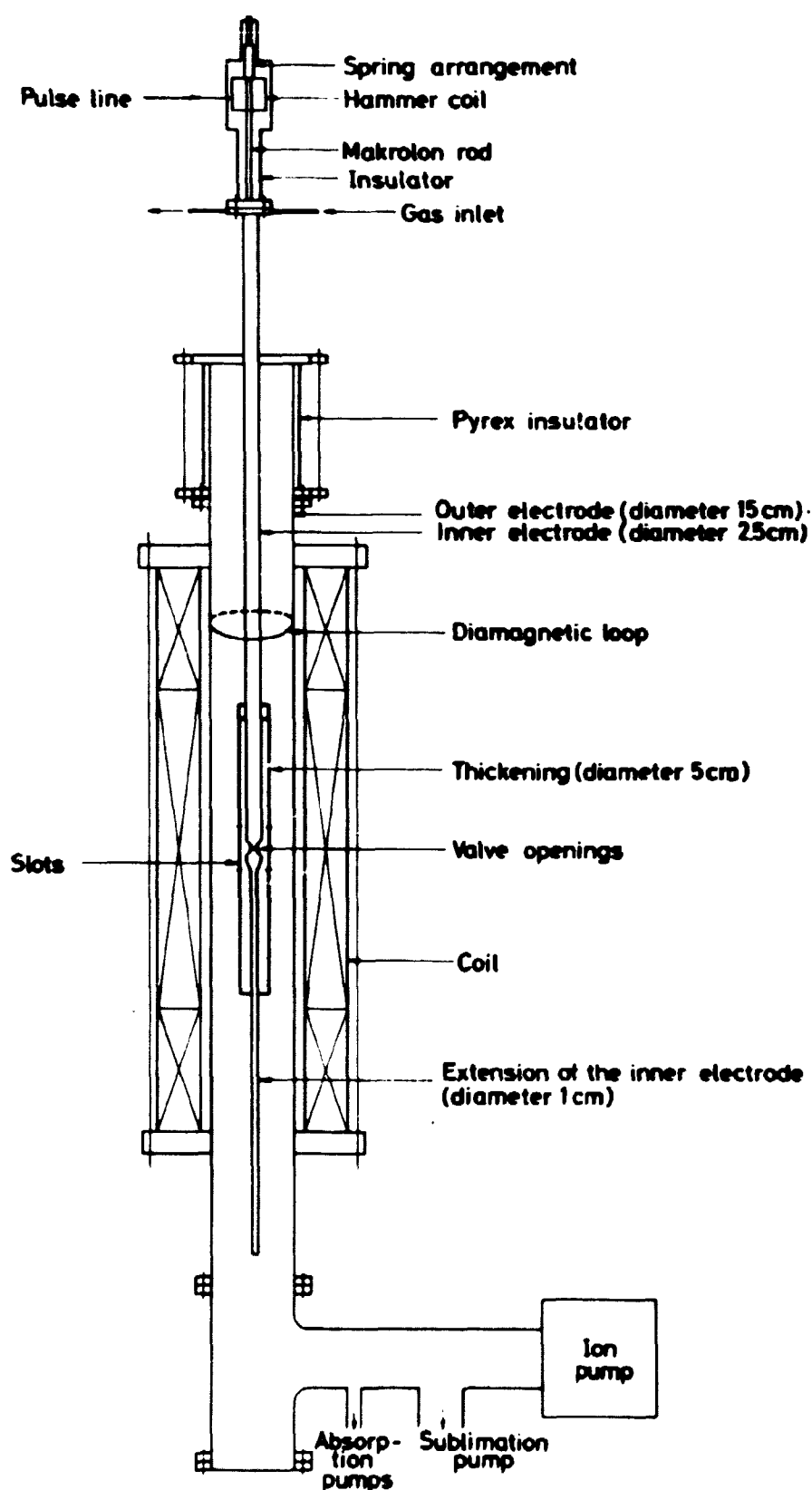


Fig. 4.1 Skitse over den eksperimentelle opstilling.

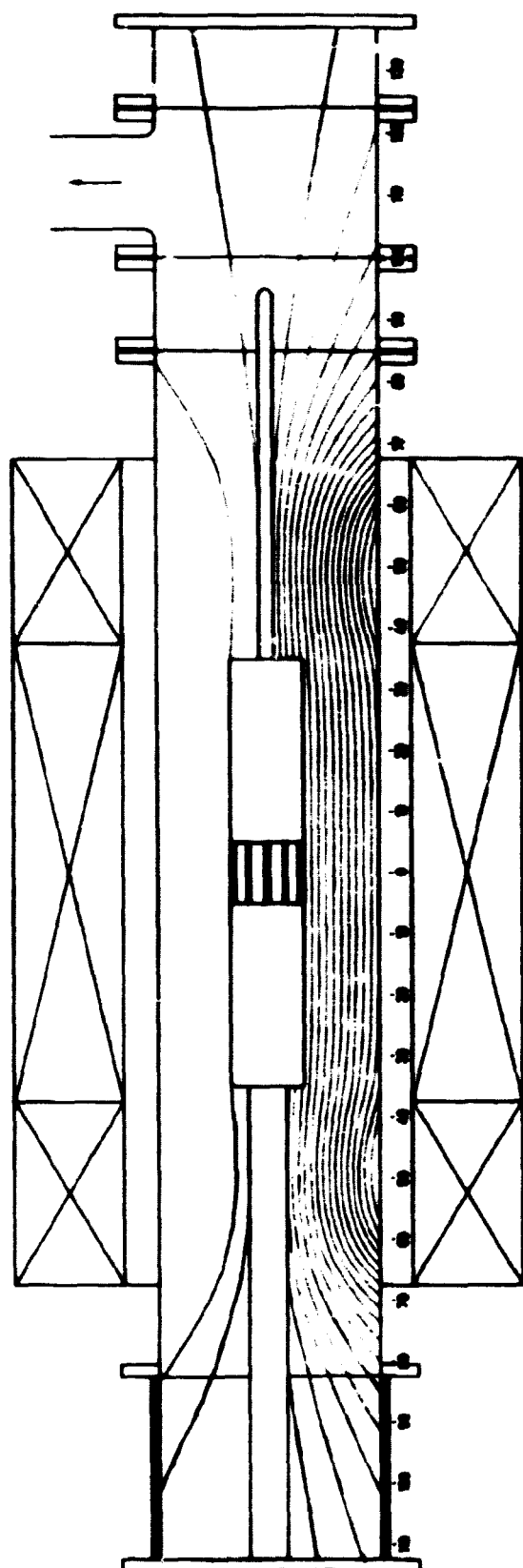


Fig. 4.2 Skitse af en del af magnetfeltlinierne. Skitsen er sammentrykket til halv størrelse i aksial retning og målestokken er angivet i cm.

hastigheden $v_D = E/B$. Ved at introducere den neutrale gas på denne måde undgås, dels den kritiske hastighedsbegrænsning af ionerne^{5,12)}, som ellers kendetegner andre typer af maskiner med roterende plasma, dels nedbrydning over isolatorer⁶⁾.

Det elektriske felt skabes af en kondensator på 1 μ F, som kan lades op til maksimalt 60 kV. Denne er via en ignitron serieforbundet med den af udladningskammeret + plasmaet dannede kondensator.

Et akkumulatorbatteri leverer den nødvendige strøm til magnetfeltspolen. Den maksimale feltstyrke i den homogene del af magnetfeltet er 1.6 T, som opnås ved en strøm på 7 kA. Spejlforholdet (feltstyrken ved spejlet/den homogene feltstyrke) er 1.5. Vi kan variere værdien af B for udladningen gennem valget af tidspunkt for påsætning af E-feltet. Den herved valgte B-værdi kan opfattes som konstant i den tid, plasmaet eksisterer ($\sim 200 \mu\text{sek}^9$), da "rise-time" for spolestrømmen er langsom i forhold hertil ($\sim 100 \text{ msec}$).

Det skal nævnes, at de fleste undersøgelser er udført med brint som neutral gas, hvorfor vi i det følgende vil opfatte plasmaet som et brintplasma, medmindre andet er specificeret.

På fig. 4.3 har vi skitseret forløbet af forskellige signaler fra en enkelt udladning. Vi skal vende tilbage til de enkelte signaler i forbindelse med teksten.

4.2. Neutral partikel målinger

Detektering af charge-exchange neutrale fra plasmaer er sammen med Doppler-udbredning af spektrallinier yderst vigtige metoder til bestemmelse af iontemperaturen i varme plasmaer. Princippet bag metoden er, at en ion, der undergår charge-exchange, bevarer sin energi, således at måling af energispektret af de neutrale atomer, der forlader plasmaet, kan benyttes til bestemmelse

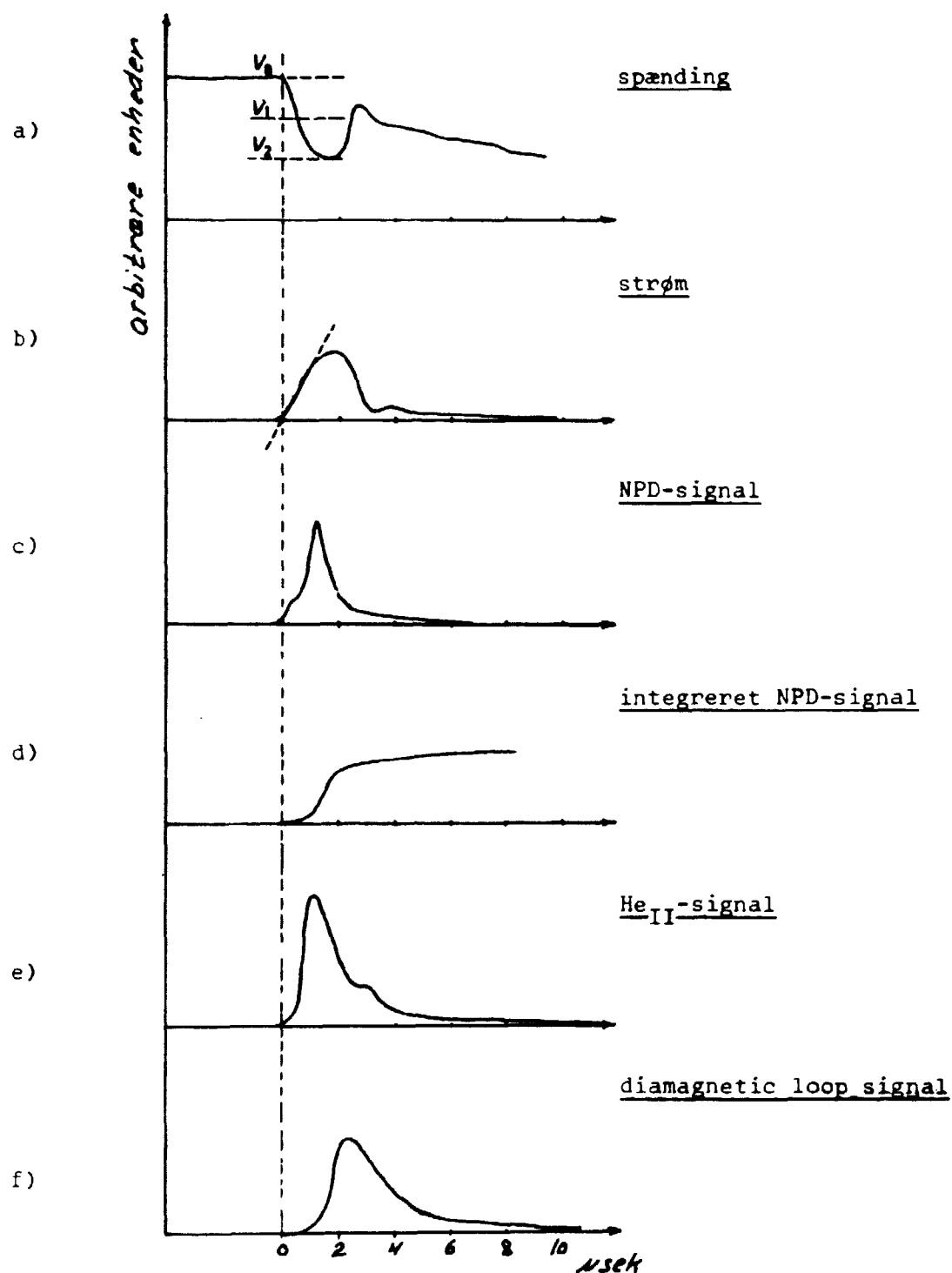


Fig. 4.3. Det kvalitative forløb af forskellige signaler fra en hydrogenudladning med spænding 25 kV, magnetfelt 1.5 T, gaskammertryk 0.6 atm. (He_{II}-signalet er dog fra et heliumplasma med gaskammertryk 0.9 atm). NPD-signalet er korregeret for de neutrale atomers løbetid i NPD-en. Det tidslige nulpunkt er bestemt ud fra den indlagte tangent på strømkurven.

af plasmaionernes energifordeling. Ved fuldt ioniserede plasmaer er det nødvendigt at indskyde neutrale atomer til charge-exchange processen. (Et nydeligt eksempel herpå er givet i ref. 13). Vi har ikke haft mulighed for at benytte en sådan metode, hvorfor vi kun har kunnet måle i selve ioniseringsfasen, hvilket betyder, at ioniseringsforløbet er "indeholdt" i de målte energispektra.

Udover ionenergifordelingen har vi undersøgt ioniseringsforløbet parallelt med magnetfeltet.

4.2.1. NPD-energispektra

Den benyttede neutral partikel detektor (NPD) er en modificeret udgave af den i ref. 14 detaljeret beskrevne detektor. Vi har analyseret de charge-exchange (CE) neutrale, der forlader plasmaet i retning langs en korde beliggende i maskinens midtplan. (Plasmaet roterer mod NPD-en). Se fig. 4.3c.

De enkelte energispektre for de CE neutrale er opnået ved en successiv metode, da det kun er muligt at analysere een energi pr. udladning; men reproducerbarheden er god, således at dette ikke har givet nogle væsentlige problemer.

Ved at integrere de enkelte NPD-signaler m.h.t. tid (fra 0 til ∞), se fig. 4.3d, er det muligt¹⁰⁾ at minimalisere betydningen af det aktuelle ioniseringsforløb (se indledningen til kapitlet). Ud fra disse integrerede signaler kan der herefter optegnes et ("midlet") energispektrum. Fig. 4.4 giver et eksempel herpå. Disse spektra kan rimeligt godt forklares¹⁰⁾ ved en simpel enpartikel teori for ionerne ved at antage, ^{a)} at ionernes gennemsnitlige Larmor-energi, E_L , er bestemt ved v_L , se fig. 4.3A, dvs. ⁶⁾

$$E_L = \frac{1}{2} m v_L^2, \quad v_L = \frac{E}{B} \quad (4.1)$$

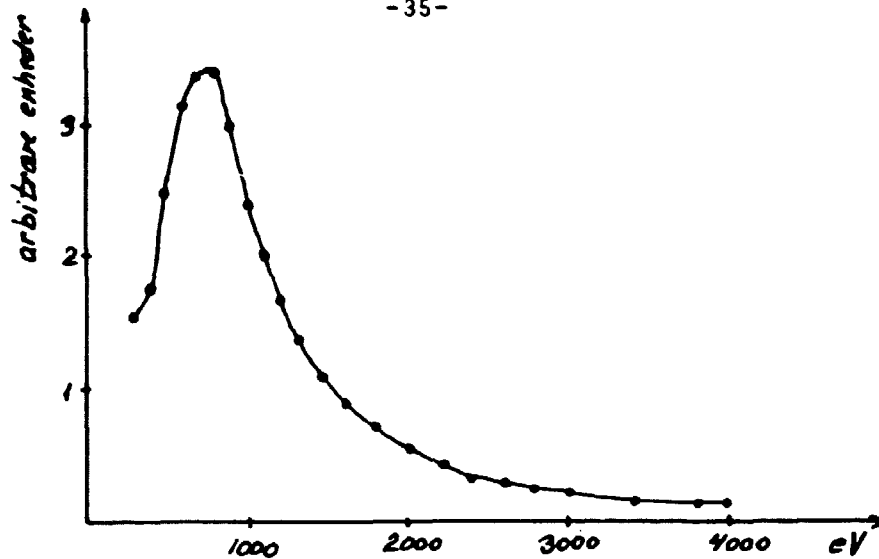


Fig. 4.4 Energispektret for charge-exchange neutrale fra en korde (projiceret afstand 4 cm fra symmetri akse) i plasmaet. Kurven er kalibreret for NPD-ens følsomhed. Maskinparametre: kondensatorspænding = 25 kV, magnetfelt = 1.5 T og gaskammertryk = 0.6 atm.

hvor

$$E(r) = \frac{V_r}{r \ln r_y/r_i} \quad (4.2)$$

(r er radius i plasmasøjlen), b) en bred fordeling af Larmor-energien (bredden er rimeligt godt bestemt ved $V_2 \lesssim V \lesssim V_0$), og c) ionernes driftenergi er nogenlunde bestemt ved V_2 .

Disse resultater er i overensstemmelse med fortolkningen af resultaterne af Doppler-udbredning i helium plasmaer (se afsnit 4.3). Ved brug af (1) og (2) giver dette, at der er muligheder for ion-energi midt i plasmaet ($r = 5$ cm) af størrelse $200 \text{ eV} \lesssim E_L \lesssim 600 \text{ eV}$ og $100 \text{ eV} \lesssim E_D \lesssim 300 \text{ eV}$.

4.2.2. Ioniseringsforløb og plasmaudbredelse

Det fremgår af fig. 4.3, at NPD-signalet har maximum og for-

svinder før plasmastrømmen, hvorfor vi kan konkludere, at der efter dannelsen af et (100% ioniseret) plasma i midtplanen af maskinen fortsat foregår en ionisering af neutral gas uden for midtplanet.

Dette ioniseringsforløb parallelt med magnetfeltet undersøgtes¹⁰⁾ med NPD-en i forskellige afstande, z , fra midtplanet. I praksis foregik dette dog med fastholdt NPD monteret (se afsnit 4.2.1), idet en vertikal forskydning af inderelektroden og dermed af hurtigventilen er langt simplere end forskydning af NPD-en. Denne simplifikation er tilladelig, idet magnetfeltet, fig. 4.2, er homogent over langt større områder ($-30 \text{ cm} \leq z \leq 30 \text{ cm}$), end det var muligt at opnå NPD-signaler fra ($-7 \text{ cm} \leq z \leq 7 \text{ cm}$).

Ved at analysere NPD-signalerne m.h.t. størrelse og forsinkelse fandtes følgende: ^{a)} plasmaets symmetriplan er beliggende $0.5 - 1 \text{ cm}$ over maskinens midtplan, ^{b)} i de centrale dele af neutralgasfordelingen er ioniseringshastigheden $\approx 2 \cdot 10^4 \text{ m/s}$, medens ^{c)} ioniseringshastigheden i kanten af neutralgasfordelingen er $5-6 \cdot 10^4 \text{ m/s}$. Vi vil opfatte denne sidste hastighed som den hastighed, hvormed plasmaet ekspanderer ud i vacuum. Denne hastighed er givet ved lydhastigheden for plasmaet, hvorfor dette svarer til en elektron-temperatur på $\approx 25 \text{ eV}$. Denne konklusion er i overensstemmelse med Østers^{b)} konklusion af "diamagnetic loop" målinger.

Disse elektrontemperaturer er langt højere end de energier, elektronerne opnår ved bevægelse i \underline{ExB} -feltet ($\approx 0.3 \text{ eV}$). En overføring af energi fra ionerne til elektronerne er forventelig¹⁵⁾, men elektronerne synes at opnå disse store energier allerede under nedbrydningen, således at elektronopvarmningen snarere skyldes kollektive effekter under nedbrydningen. Se f.eks. ref. 16.

4.3. Doppler-udbredning

Doppler-udbredning af spektrallinier er (som allerede nævnt

i afsnit 4.2) en vigtig metode til bestemmelse af iontemperaturen i højenergetiske plasmaer. Princippet er simpelt: en lyskilde (med bølglængde λ) vil, hvis den bevæger sig med hastigheden v , Doppler-forskyde bølglængden med

$$\Delta\lambda = \frac{v}{c} \lambda \quad (4.3)$$

hvor c er lyshastigheden. Måling på spektrallinier kan således give viden om hastigheden af atomer og ikke helt "strippede" ioner. Det er sidstnævnte tilfælde, der har mest interesse i plasmafysik. Udover denne mekanisme haves også "pressure"-Doppler-udbredning¹⁷⁾ i modsætning til den egentlige Dopplerudbredning, der betegnes termisk. Dette betyder, at der må vælges forsøgsbetingelser, hvor pressure-udbredningen er betydningsløs. Endvidere kan spektrallinier spalte op i elektriske felter (Stark effekt) og magnetiske felter (Zeeman effekt).

4.3.1. Måling af He_{II}-profilen i et helium plasma

En monochromator benyttedes til at analysere lyset fra plasmaet i retning langs en korde (den samme som ved NPD-målingerne i afsnit 4.2). Vi benyttede et helium plasma, hvor vi undersøgte profilen for He⁺-spektrallinien He_{II}(4686Å). Vi var kun i stand til at analysere en bølglængde pr. udladning (sml. NPD-målingerne), hvorfor der kræves god reproducerbarhed af udladningen for at optegne profilen. Dette krav fandtes at være rimeligt godt opfyldt. Fig. 4.5 viser et eksempel på en opnået profil til forskellige tider efter udladningens start. På fig. 4.3e er vist et typisk signal fra monochromatorens photomultiplier ved en bølglængde fra profilens "plateau".

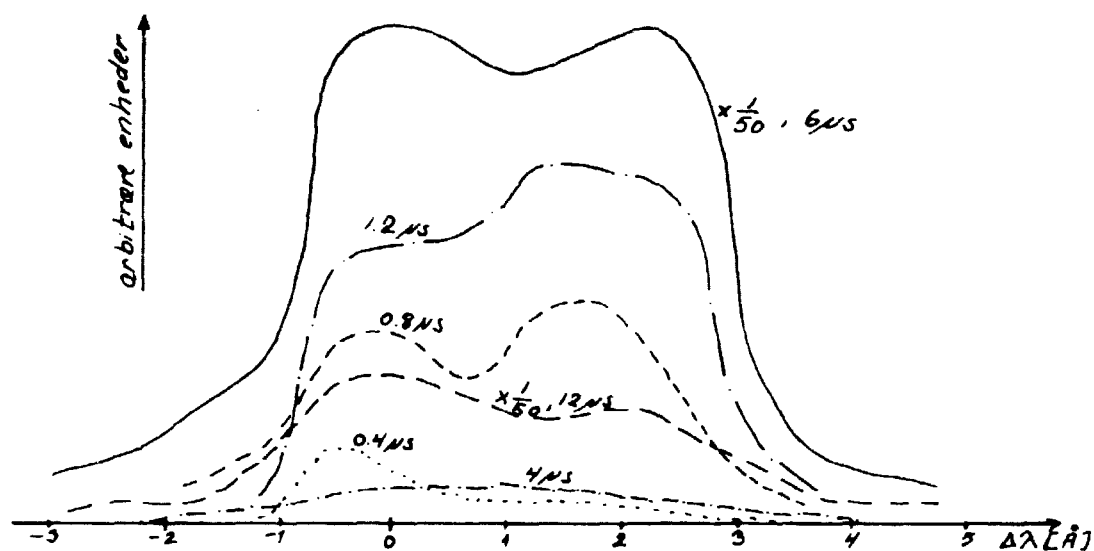


Fig. 4.5. He_{II} (4686 Å) profilen til forskellige tider efter udladningens start med plasmaet roterende mod monochromatoren. Maskinparametre spænding: 25 kV, magnetfelt = 1.5T, gaskammertryk 0.9 atm. Helium.

Før man kan benytte profilen på fig. 4.5, må man sikre sig, at kun den termiske Doppler udbredning er af betydning. Pressure-Doppler-udbredning er helt betydningsløs i vores parameterområde¹⁷⁾ (relativ lav tæthed og høj temperatur). Endvidere kan der ses bort fra turbolente effekter¹⁷⁾ i plasmaet, idet en analyse af plasmalysen i den diametralt modsatte retning førte til profiler, der er meget lig dem, der kan opnås ved en spejling om linien $\Delta\lambda = 0$ Å på fig. 4.5. Zeemann-effekten grundet det ydre magnetfelt andrager mindre end $0.3 \text{ Å}^{17)}$ til udbredningen. Stark-effekten er ved disse relativt lave elektriske felter uden betydning. En ekstra bekræftelse af ovennævnte er, at en analysering af plasmalysen parallelt med magnetfeltet førte til en linieprofil meget lig monochromatorens opløsningskurve (halvværdibredde 0.4 Å) centrerende sig omkring He_{II} -linien.

4.3.2. Iontemperaturen

Simpel enpartikel teori kan forklare¹¹⁾ formen af de målte profiler (bortset fra tiden 0 til 0.5 μ sek) og fører til konklusioner om E_L og E_D i overensstemmelse med NPD-resultaterne fra afsnit 4.2.1; men i modsætning til disse er vi her i stand til at analysere energiforholdene udover selve ioniseringsfasen. Af fig. 4.5 fremgår det, at der ikke er nogle særligt væsentlige forskelle i de første ca. 10 μ sek på profilen til forskellige tidspunkter bortset fra intensiteten. Da profilen således bevarer sin halværdibredde og ikke udviser nogen ændring i forskydningen, vil vi antage, at energiforholdene er uændrede i mere end 10 μ sek¹¹⁾.

De her opnåede resultater er gældende for helium; men strømspændingskarakteristikken udviser ingen væsentlig forandring i forhold til en brintudladning, således at vi vil antage, at disse resultater også kan benyttes for et brintplasma. Vi har således dokumenteret både væsentligt større energier og længere varighed af disse energier end tidligere antaget⁶⁾.

Da ion hastighedsfordelingen, bestemt ved fordelingen af Larmorhastigheden og drifthastigheden, ikke er Maxwell-fordelt, er det ikke muligt at definere en egentlig temperatur, men ved at benytte definitionen

$$kT_L \equiv m \langle v_L^2 \rangle \quad (4.4)$$

findes¹¹⁾ ved simpel enpartikel teori for et roterende plasma, at

$$kT_L \simeq \frac{1}{2} m (v_L^2 + v_D^2) \quad (4.5)$$

Heraf fås med tallene fra afsnit 4.2.1 for E_L og E_D iontemperaturer helt op mod 1 keV.

4.4 Plasmatæthedsfordelingen

En modificeret udgave af et AshbyJephcott laser interferometer⁸⁾ blev benyttet til bestemmelse af de integrerede elektrontætheder vinkelret og parallelt med magnetfeltet⁹⁾. Et eksempel på opnåede resultater er vist på fig. 4.6. Vi vil ikke fremkomme med yderligere detaljer, men blot referere, hvad der på baggrund af disse målinger er blevet konkluderet om plasmatætheden i puffatronens midtplan. (Vi har antaget elektrontæthed = iontæthed, idet vi ikke her er interesseret i de forskellige "sheath"-fænomener nær elektroderne⁶⁾).

På mindre end 2 μ sek dannes i maskinens midtplan et fuldt ioniseret plasma (dette vides fra neutralpartikel målingerne, se afsnit 4.2.2.) med tætheder op mod 10^{15} cm^{-3} . Dette plasma ekspanderer aksialt, samtidig med at der fortsat sker en ionisering, som det også fremgår af afsnit 4.2.2. Udjævning af plasmaet til hele spejlfeltet mindsker tætheden i midtplanet til ca. 10^{14} cm^{-3} i løbet af ca. 10 μ sek. Efter yderligere ca. 10 μ sek er udjævningen total med tæthed på ca. $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (Dette tal kan også afledes ud fra spændingsfaldet, $V_0 - V_1$, på fig. 4.3a, som kan benyttes til bestemmelse af kapaciteten af "plasma-kondensatoren", hvorefter plasmatætheden kan beregnes⁶⁾.) Herefter mindskes tætheden jævnt og er efter ca. 100 μ sek. faldet til omkring det halve.

4.5. Plasmaenergitætheder

Plasmaets energitæthed er bestemt ved måling med diamagnetic loop placeret mellem magnetfeltspolen og ydre elektrode⁶⁾. Herved fås en måling af ændringen af magnetfluxen, som er et mål for plasmaets energitæthed. I vores tilfælde er signalet fra diamagnetic loop også en funktion af plasmasøjlelens længde, foruden at

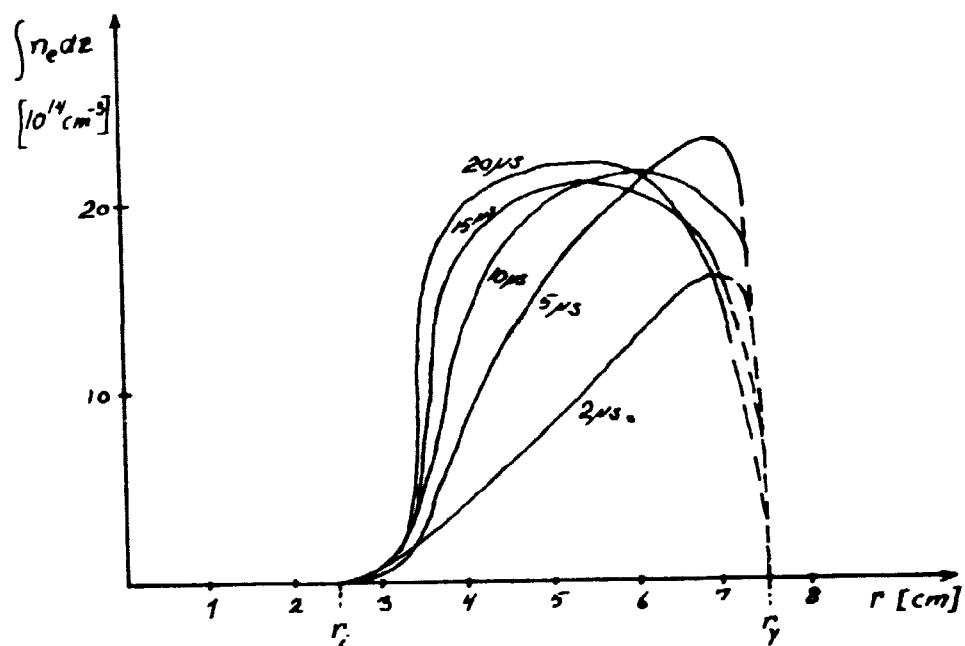


Fig. 4.6. Integrerede elektrontætheder parallelt med magnetfeltet som funktion af radius til forskellige tider efter udladningens start. Spænding 30 kV, magnetfelt 1.5 T, gaskammertryk 0.6 atm (hydrogen).

gennemtrængningsproblemer ved den ydre rustfri stålelektrode (tykkelse 2.5 mm) giver, at der ikke kan måles signalændringer hurtigere end ca. 2.5 μsek ⁶⁾. Det har derfor ikke været muligt at bestemme plasmaets energitæthed absolut, men kun relativt. Da både tætheden og temperaturen imidlertid er bestemt (afsnit 4.2-3), er det muligt at kalibrere vore diamagnetic loop målinger. Fig. 4.3f viser et diamagnetic loop signal.

5. BRINTPILLERS VEKSELVIRKNING MED PUFFATRON-PLASMAET

I dette kapitel skal der gøres rede for nogle af de eksperimenter, vi har udført til underbygning af nogle af de teoretiske antagelser og resultater, der er givet i kapitel 3. Det skal allerede her nævnes, at vort testplasma ikke er særligt sammenligneligt med et fusionsplasma grundet a) elektronerne bærer ikke den væsentligste del af plasmaenergifluxen, b) temperaturerne er for lave, c) tilstedeværelse af store radiale elektriske felter og dermed store drifthastigheder, og d) den højenergetiske plasmatilstand er for kortvarig.

Da alle væsentlige eksperimentelle resultater allerede er publiceret^{1,2,3)} bortset fra nylige spektroskopiske undersøgelser af det fordampede materiale fra pillen⁴⁾, vil den her givne gennemgang blive gjort kortfattet, dog således at den noget ændrede opfattelse af plasmaet (specielt dets energiindhold), der gives udtryk for i kapitel 4, vil blive benyttet ved fortolkning af de enkelte måleresultater. Endelig vil materialet til ref. 4 blive behandlet noget grundigere. Arbejdet med pille-puffatronplasma vekselvirkningen forventes snarligt afsluttet med måling af plasmaets elektrontemperatur, tætheden af det fordampede materiale samt nedbremsning og afbøjning af pillen ved vekselvirkningen. Endelig er en helhedsmodel af pillens fordampning under udarbejdelse.

5.1. Den eksperimentelle opstilling og diagnostiske metoder

Opstillingen består af puffatronen (se kapitel 4) og en såkaldt pillemaskine, som producerer og accelererer piller bestående af fast brint, se fig. 5.1. Pillemaskinen er konstrueret og be-

skrevet af Tayler⁵⁾. Pillemaskinen producerer et bånd af fast brint, hvorefter pillerne produceres ved stansning, hvilket samtidig giver dem en hastighed på ca. 10 m/sek. Pillerne er cylindriske med længde og diameter lig 0.25 mm. Pillerne skydes ind langs en korde (afstand til puffatronens centrum er 4 cm) i puffatronens midtplan, se fig. 5.2.

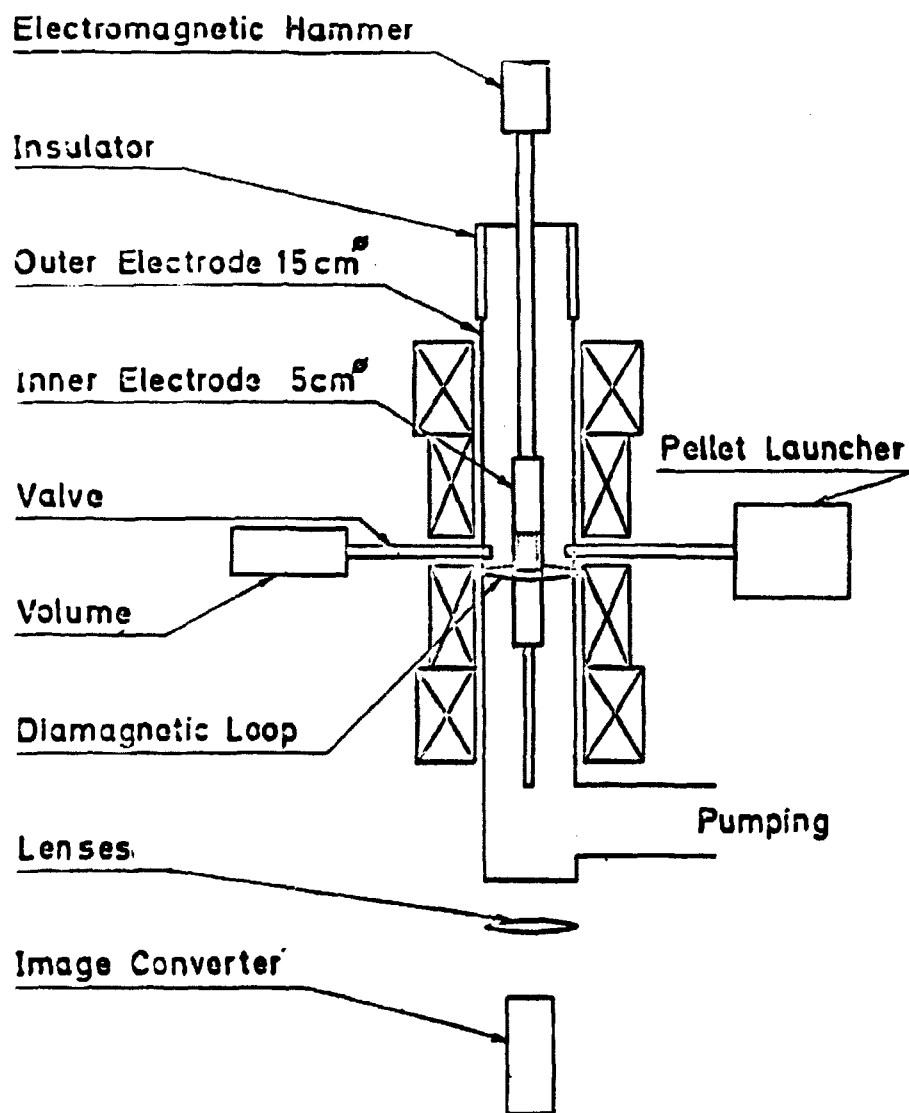


Fig. 5.1. Skitse af den eksperimentelle opstilling.

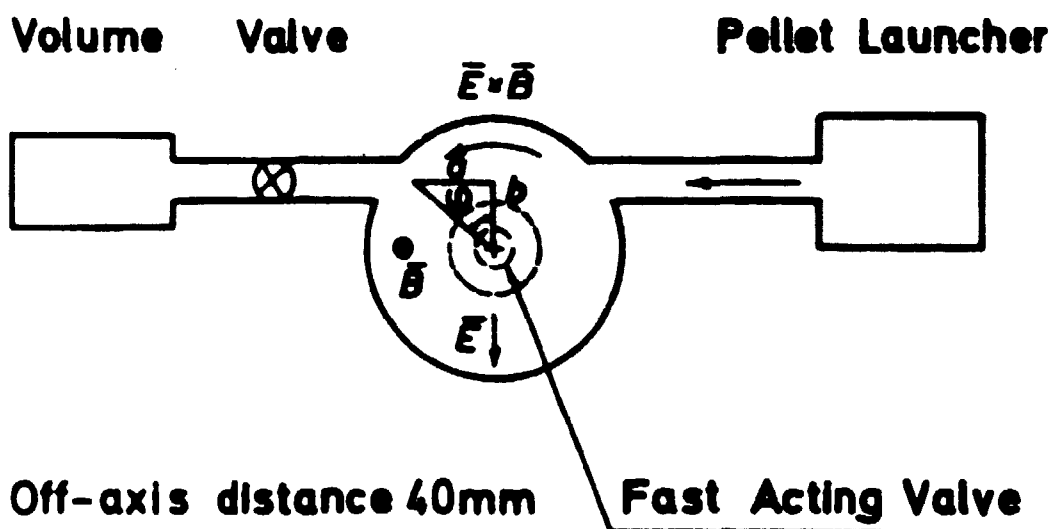


Fig. 5.2. Tværsnit af pille-plasma vekselvirkningsplanet.

På grund af pillens lave hastighed er vi ikke i stand til at skyde pillen ind i plasmaet, men er nødt til at generere udladningen omkring pillen, når denne er i den ønskede position. Denne modifikation af situationen i kapitel 3 synes dog at være mindre væsentlig. Flytningen af pillen i løbet af den højenergetiske plasmafase er ca. 0.1 mm.

Den aktuelle position af pille-plasma vekselvirkningen bestemmes ved at optage "image converter" billeder fra bunden af maskinen, således som det fremgår af fig. 5.1. På fig. 5.3 er vist et eksempel på et sådant billede af pille-plasma vekselvirkningen.

Valget af positionen for pille-plasma vekselvirkningen bestemtes tidligere ved fast tidsforsinkelse mellem udstansningen af pillen (bestemtes ved et mikrofonsignal) og trigning af plasmaet. Men på grund af varierende pillehastighed gav dette usikkerheder på ± 5 cm i pillepositionen. Installering af et system af "light-guides" har muliggjort en bestemmelse af pillens aktuelle hastighed samt en

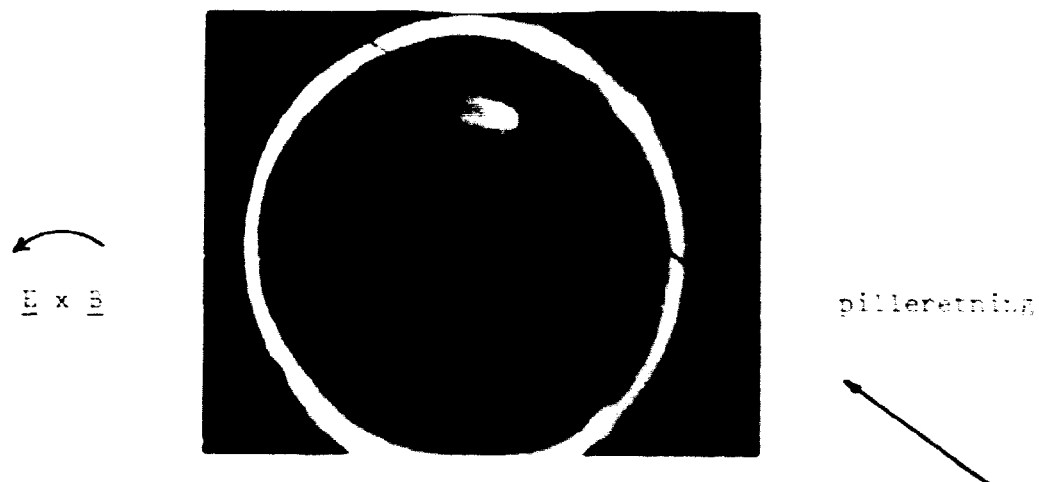


Fig. 5.3. Image converter billeder af pille-plasma vekselvirkningen. Eksponeringstid 1 μ sek. Den optrukne linie forløber midt gennem indgangs- og udgangshul på yleroelektroden i puffatromen.

bedre bestemmelse af tilspunktet for pillens start. Dette har nedbragt usikkerheden i pillepositionen til ± 1 cm. Dette sidste system blev udviklet, for at der kunne udføres spektroskopiske undersøgelser af pillen og dens omgivelser, hvortil der kræves god forbestemmelse af pilleposition.

Pillens tab af masse ved vekselvirkningen med plasmaet bestemtes ved at samle den reducerede pille op i et specielt kammer, se fig. 5.2, som herefter aflukkes fra resten af vacuumsystemet. Den ved pillens fordampning dannede trykfaldning benyttes til en bestemmelse af den reducerede masse, og ud fra den gennemsnitlige pil-

lemasse bestemtes endelig pillens tab.

Disse målinger var vanskelige at udføre³⁾ grundet den relativt store spredning i pilleretning i forhold til udgangshullets størrelse (spredning 30 mrad, afstand til pillemaskine 35 cm, udgangshul 18 mm). Endelig viste det sig, at pillen blev afbøjet ved vekselvirkningen med plasmaet, således at det var nødvendigt at korrigere for denne afbøjning ved at ændre indskydningsvinklen i forhold til den afsatte linie på fig. 5.3.

Energien af det vekselvirkende plasma bestemtes ved en diamagnetic loop placeret 1-2 cm fra midtplanet, se fig. 5.1, således som det er diskuteret i afsnit 4.4.

Ved at indsætte et semipermeabelt spejl (45° vinkel i forhold til puffatronens symmetriakse) ved bunden af maskinen var det muligt at analysere lyset fra pille-plasma vekselvirkningen ved hjælp af en monochromator (den samme, som benyttedes ved udmåling af Doppler profilen, se afsnit 4.3), samtidig med at der kunne optages billeder af vekselvirkningen. Ved at ændre på pillepositionen (sml. bemærkninger på side 45) med fastholdt monochromator "fokusering" var det endvidere muligt at bestemme hastigheden, hvormed det (exciterede) fordampede pillemateriale bevæger sig.

5.2. Spektroskopiske undersøgelser af det fordampede pillemateriale

Lyset fra pille-plasma vekselvirkningen, se fig. 5.3, kan skyldes emission a) fra exciteret pillemateriale og/eller b) fra rekombinerede plasmapartikler. Pille-plasma vekselvirkningen udførtes derfor med et heliumplasma, hvor en undersøgelse af flere He- og H β -linier med og uden pille i plasmaet viste, at bidraget a) udgjorde hovedparten af det emitterede lys, medens bidrag b) kun var yderst

ringe.

Vi undersøgte endvidere H_{β} -signalet i forskellige afstande, Δx , fra pillen, se fig. 5.4. Observationspunkter beliggende i pillens hale angives med $\Delta x > 0$, medens observationspunkter fra alle andre steder betegnes med $\Delta x < 0$. På fig. 5.5 har vi afbilledet tidsforsinkelsen, Δt , af H_{β} -signalerne både med hensyn til opstart og til "peak" værdi. De herved bestemte hastigheder kan inden for den eksperimentelle nøjagtighed antages at være identiske. Dette bekræfter det indtryk, en inspektion af fig. 5.4 giver, at kildeleddet (d.v.s. pillen) til disse "time-of-flight" signaler er meget nær en monoenergetisk kilde ($v_k \simeq 2 \cdot 10^4$ m/sek, $E_k \simeq 2$ eV), idet de enkelte H_{β} -signaler stort set kun afviger med hensyn til forsinkelse og relativ intensitet. Det fremgår endvidere af fig. 5.5, at der tilsyneladende sker en vis opvarmning af det fordampede pillemateriale.

For $\Delta x < 0$ haves kun et begrænset antal målepunkter, men det synes rimeligt at antage, at pillematerialet, der forlader pillen i alle retninger, har samme begyndelseshastighed, $v_k \simeq 2 \cdot 10^4$ m/sek.

Fig. 5.5 viser endvidere, at der forløber 0.3-0.4 μ sek. fra strømstart til pillens fordampning begynder. Dette er i overensstemmelse med de laser interferometriske målinger (afsnit 4.4), hvorefter det fremgår, at udladningen starter fra inderelektroden mod yderelektroden. (Dette resultat fremgår af målepunkter til tidligere tider end dem, der er vist på Fig. 4.6). (Af den givne tidsforsinkelse kan vi bestemme en radial ioniseringshastighed på omkring 10^5 m/s \mathcal{A} drift- henholdsvis Larmorhastighed af ionerne. Vi har således her et eksempel på pillers egnethed til diagnosticering, se ref. 6).

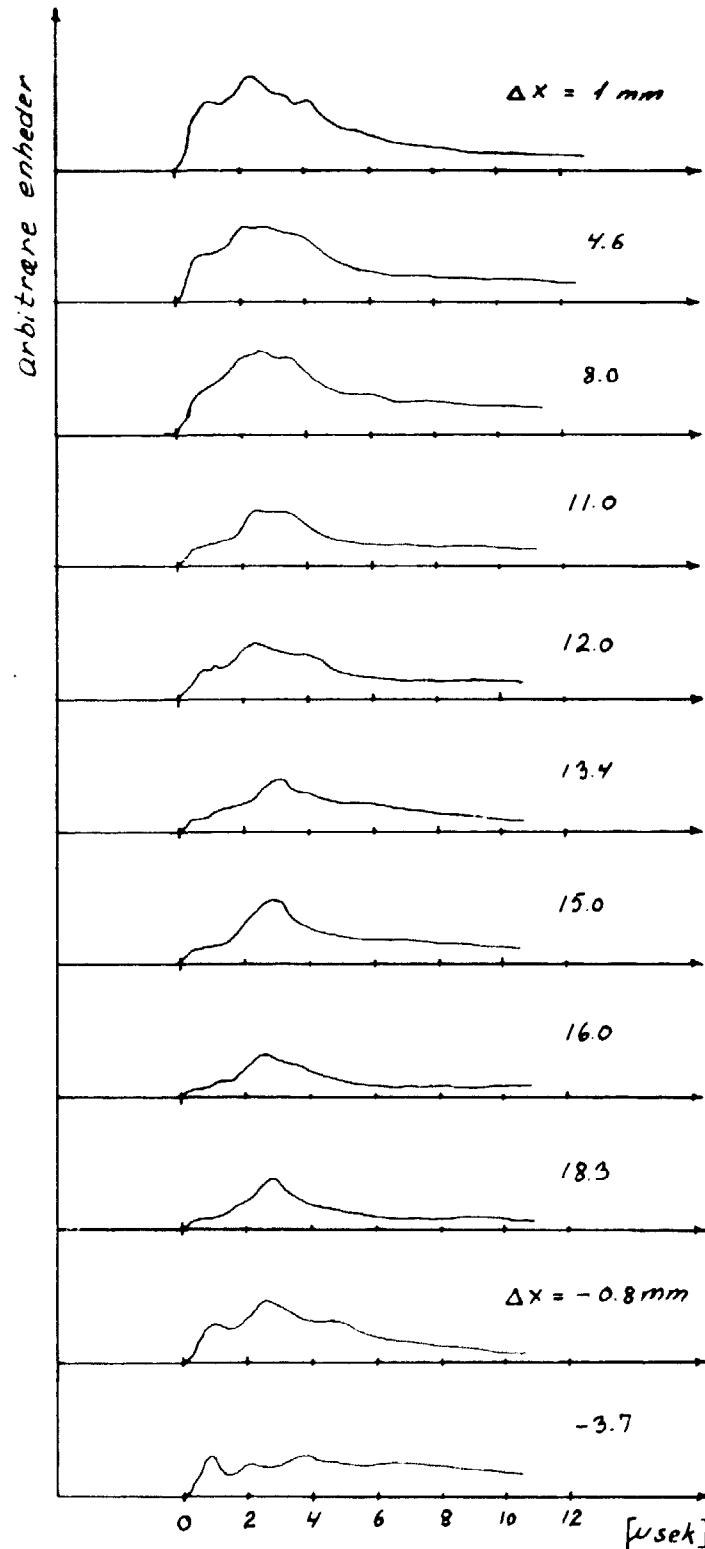


Fig. 5.4. H_α -signalet fra en pille-plasma vekselvirkning i forskellige afstande, Δx , fra pillens centrum. $\Delta x > 0$ betyder, at observationspunktet er beliggende i pillens hale, medens $\Delta x < 0$ betyder observationspunkter uden for pillens hale. Signalerne er forskudt tidsmæssigt på figuren, således at deres opstart er valgt som nulpunkt.

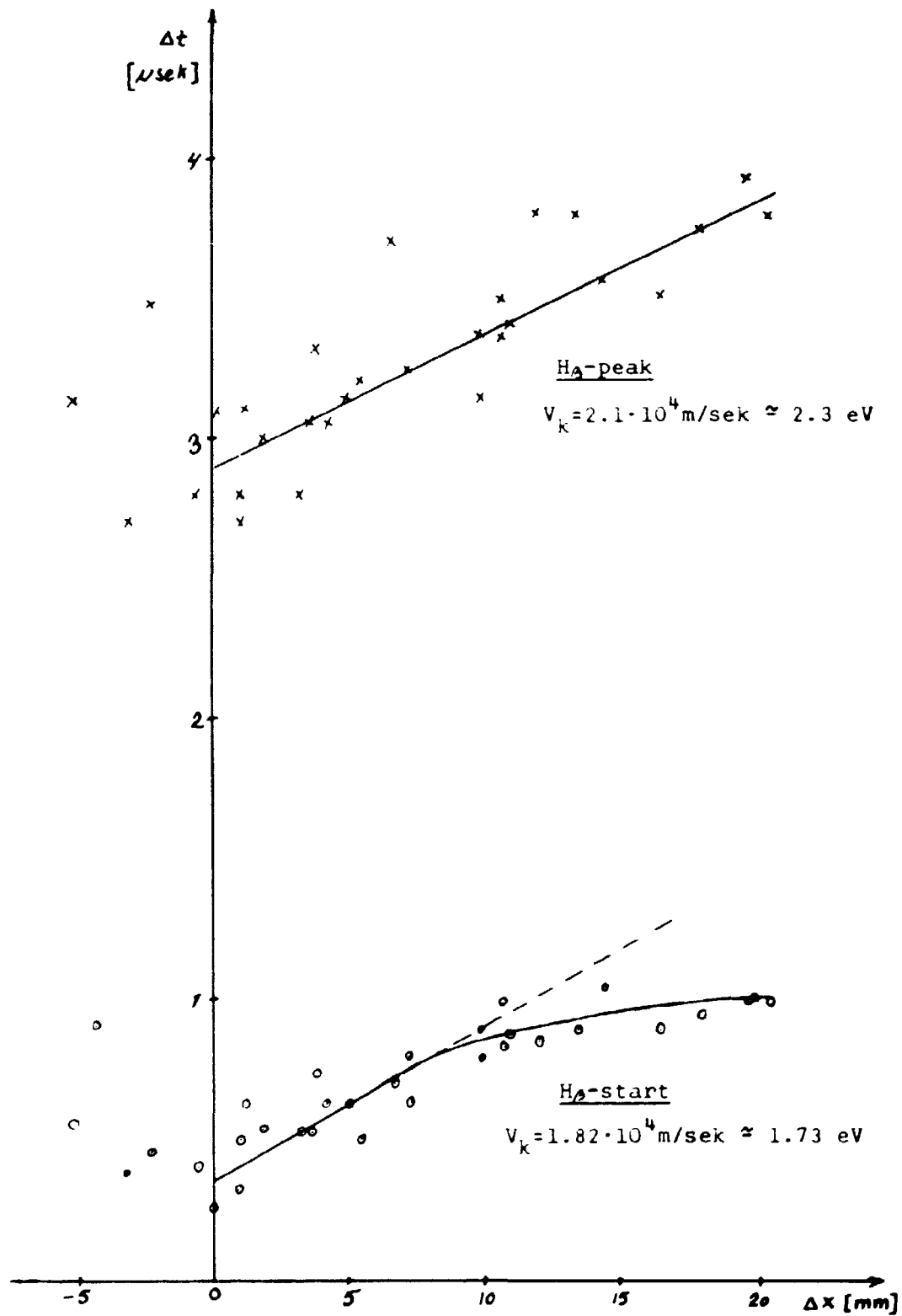


Fig. 5.5. Tidsforsinkelsen af H α -signalet, både m.h.t. opstarten og peak-værdien af signalet, som funktion af Δx . Tidsforsinkelsen er beregnet ud fra opstarten af udladningsstrømmen, se fig. 4.3b.

Ovennævnte målinger af hastigheden af det fordampede pille-materiale udførtes også ved brug af et hydrogen plasma, hvilket medførte en væsentlig komplikation, idet H_{β} -baggrundssignalet (d.v.s. ved udladning uden pille) nu ikke længere var betydningsløst; men af samme størrelsesorden som H_{β} -signalet grunnet pillens tilstedeværelse. Der fremkom dog ingen væsentlig afvigelse fra det billede, vi opnåede ved helium-tilfældet.

Vi vil sammenholde disse eksperimentelle resultater med det teoretiske billede, der er givet i afsnit 3.3 af det fordampede pille-materiale. Dette indeholder en betragtelig mængde (exciterede) neutrale hydrogen atomer, hvilket er i modstrid med antagelsen, at det fordampede materiale skulle være fuldt ioniseret bortset fra et tynt overfladelag, se side 18. Temperaturen af det fordampede materiale bestemt af (3.14) giver $T_e \approx 5$ eV; men da H_{β} -signalerne på fig. 5.4 ikke udviser nogen synderlig udbredning for voksende Δx - som allerede nævnt - må temperaturen antages at være væsentlig lavere, hvilket kan forklare tilstedeværelsen af neutralt materiale.

Det synes godtgjort, at hastigheden af det fordampede materiale er relativt uafhængig af plasmatype og størrelse af energifluxen (energifluxen ændrer sig mere end en størrelsesorden under den høj-energetiske fase af vekselvirkningen, se kapitel 4), hvilket er i overensstemmelse med ligning (3.13). Det fremgår endvidere, at $E = E_p$ ligger i det forventede interval, se side 17. Vi skal vende tilbage til de spektroskopiske målinger i forbindelse med fortolkningen af pilletabmålingerne.

5.3. Massetab af pillen

De målte tab i pillemasse er vist på fig. 5.6 som funktion af energien, der er tilført til pillens overflade. Vi har benyttet både et brint- og et heliumplasma. I afsnit 5.3.1 giver vi en skitsering af beregningen af energien til pillen, og i afsnit 5.3.2 er målingerne diskuteret i relation til det teoretiske billede, kapitel 3.

5.3.1. Energifluxen til pillen

Vi vil i disse regninger se bort fra ændringen af pillens overfladeareal.

Elektronenergifluxen til pillen fås ved brug af (3.3) til

$$F_{I_e} = 3 n \bar{v}_e k T_e A_0 \quad (5.1)$$

hvor $A_0 = \pi r_{p_0}^2$ er pillens endefladeareal.

Ionenergifluxen til pillen er beregnet i ref. 3 ved at tilnærme ionbanerne ved cycloidebuer. Dette giver

$$F_{I_i} = g_k n v_D W_i A_0 \quad (5.2)$$

hvor $v_D = E/B$, se side 32, og W_i er ionens gennemsnitlige energi = mv_D^2 . Vi vil her benytte $W_i \simeq kT_i$, hvor kT_i er givet ved (4.5).

Faktoren g_k er en funktion af pillens to frihedsgrader. Produktionsmåden⁵⁾ af pillen betyder, at pillen på sin vej langs sin bane udfører "tumlende" bevægelser, således at vi i (5.2) kun kan benytte en middelværdi af g_k , $\bar{g}_k = 2.6$ ³⁾.

Af (1) og (2) fås

$$\frac{F_{Te}}{F_{Ti}} = \frac{3 \bar{v}_e k T_e}{9 n v_D k T_i} \quad (5.3)$$

Dette forhold er i den højenergetiske del af vekselvirkningen omkring 1, idet vi har benyttet værdier fra kapitel 4. Det skal nævnes, at dette resultat er yderst påvirkeligt af den aktuelle elektrontemperatur.

Ionenergitilførslen til pillen er bestemt ved diamagnetic loop måling, og vi vil med baggrund i (3) antage en samlet energitilførsel, F_I , på det dobbelte af ionenergitilførslen.

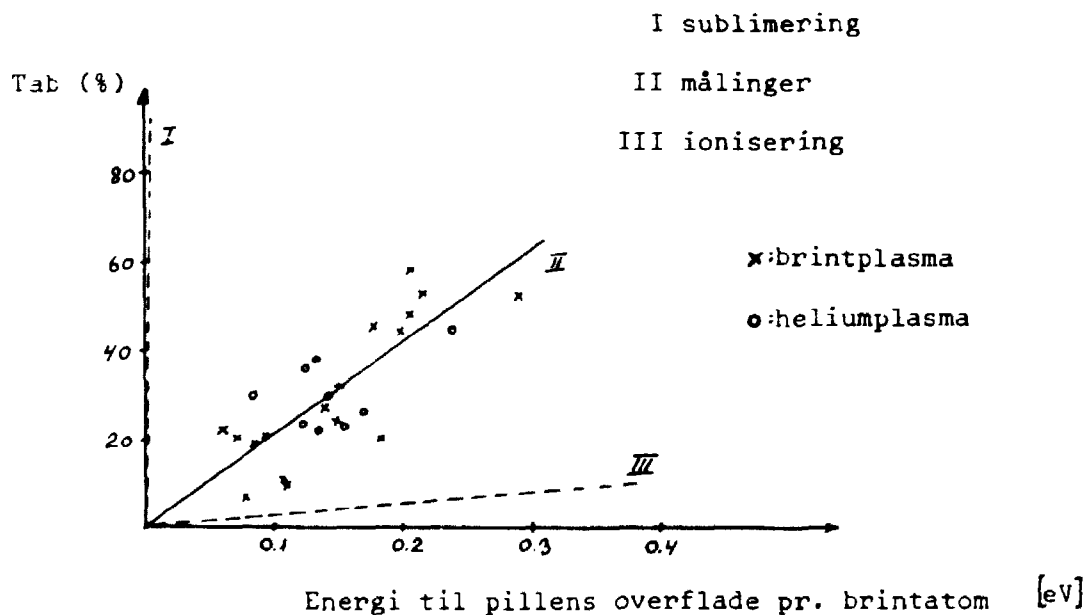


Fig. 5.6. Massetab af pillen som funktion af den tilførte energi til pillens overflade. Kurven II er baseret på målingerne, medens I og III er fremkommet ved beregning med de angivne antagelser.

5.3.2. Fortolkning af tabsmålingerne

Vi vil undersøge, om der kan opstilles en ligning i lighed med ligning (3.7). Da vi kun har kendskab til pillens samlede tab, G_I , vil vi undersøge en ligning af formen

$$F_I = G W_I \quad (5.4)$$

hvor W_I er den gennemsnitlige energi, der er medgået til at fjerne et hydrogenatom fra pillen. Ligning (4) har kun mening, hvis den opsamlede pille udgør et veldefineret legeme (d.v.s. at pillen ikke splitter op ved vekselvirkningen). Hvis pillen splittede op ved vekselvirkningen med plasmaet, skulle vi kunne detektere en pillemasse af vilkårlig værdi op til en øvre grænse ved hver pilleindskydning. Fig. 5.6 viser, at dette ikke er tilfældet, og der opsamles ingen piller ved et stort antal pilleindskydninger. Det er hermed sandsynliggjort, at ligning (4) har gyldighed. På fig. 5.6 har vi derfor indtegnet den ved målingerne givne sammenhæng mellem tab og tilført energi (II). Udover denne linie har vi indtegnet andre linier svarende til forskellige modeller:

sublimering

Kurven (I) på fig. 5.6 repræsenterer (4) med W_I lig sublimeringsenergien, se tabel A1. Dette viser, at der medgår betydelig mere energi til fordampning af pillen end sublimeringsenergien. Dette er forventeligt (se afsnit 3.3) og er endvidere i overensstemmelse med appendix D, hvor vi ikke kan opfylde kriteriet givet ved uligheden (D2) (det skal bemærkes, at kriteriet givet ved (D1) er opfyldt).

ionisering

Med $W_I = W_0$ (se side 19) har vi indtegnet ligning (4) på fig. 5.6 (III), hvorefter det fremgår, at kurven III ligger væsentlig lavere end den målte. Dette er forøvrigt forventeligt, da det vides fra afsnit 5.2, at en væsentlig del af det fordampede pillemateriale består af neutrale atomer, som først ioniseres et stykke uden for pillens overflade. Det er svært at vurdere betydningen heraf, idet vi ikke kender forholdet mellem neutralt og ioniseret materiale.

Tætheden, n_f , af det fordampede materiale i afstanden r fra pillens centrum kan udtrykkes som

$$n_f(r, t) \simeq \frac{G(t)}{4\pi r^2 v_k} \quad (5.5)$$

hvor vi har opfattet pillen som værende kugleformig. Pillen indeholder omkring $7 \cdot 10^{17}$ atomer, således at vi ud fra tabsmålingerne kan antage $G \sim 5 \cdot 10^{22}$ atomer/sek. Dette giver $n_f(r_{p_0}) \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Gennemsnitstætheden, \bar{n}_f , fra r_{p_0} til r fås af (5)

$$\bar{n}_f(r) = \frac{1}{r_{p_0} - r} \int_{r_{p_0}}^r \frac{G}{4\pi r'^2 v_k} dr' = \frac{r_{p_0}}{r} n_f(r_{p_0}) \quad (5.6)$$

Ved ekstrapolation i appendix C fås, at selv om vi antog, at tæthederne bestemt ved (6) kun består af neutralt materiale, vil sådanne tætheder kun være delvis skærmende over for de indkommende elektroner og ioner. Det synes således givet, at det neutrale materiale kun har en beskeden skærmende effekt. Af målingerne på fig. 5.6 kan vi bestemme det gennemsnitlige energiabsorberende areal, A_{eff} (hermed menes arealét bestemt ved en radius, r_{eff} , lig den gennemsnitlige afstand fra pillens centrum til positionen for

ioniseringen). Vi finder $r_{\text{eff}} \approx 8 r_{p_0} = 1 \text{ mm}$.

Af fig. 5.6 fremgår det, at benyttelsen af et heliumplasma ikke gav nogen væsentlige afvigelser i pilletabene i forhold til hydrogenplasma tilfældet. Ved at benytte et ikke-hydrogenplasma er det muligt at vurdere betydningen af, at der i hydrogen tilfældet er væsentlig større tværsnit for charge-exchange. I plasmaer med høje radiale elektriske felter skulle der være mulighed for en forøget pille-tabs mekanisme²⁾. Dette synes ikke at være tilfældet.

5.4 Skitser til en pille-puffatron plasma model

Det viste sig, at pillen ved vekselvirkningen med plasmaet blev afbøjet, som det blev nævnt på side 46. Af afsnit 5.2 fremgår det, at pillematerialet forlader pillen tilnærmelsesvis isotropisk både med hensyn til masse og hastighed (under antagelse af ensartede excitationsmekanismer). Det roterende plasmas moment på pillen synes derfor at blive overført til den reducerede pille. I appendix G er det vist, at plasmamomentet er i stand til at afbøje pillen i den observerede retning og med en størrelse, der er i overensstemmelse med den indirekte observerede afbøjning, se afsnit 5.1.

Lyset fra vekselvirkningen består hovedsageligt af emitteret lys fra exciteret pillemateriale som nævnt i afsnit 5.2. Det fremgår af fig. 5.3, at udstrækningen af det lysende område omkring pillen, specielt halen, er betydeligt større end afstanden givet ved hastigheden, v_k , multipliceret med levetiden af et exciteret atom ($\sim 10^{-8}$ sek.). Dette giver en afstand på ca. 0.2 mm. Vi kan heraf slutte, at det emitterede lys stammer fra pillemateriale, der er blevet exciteret ved fokuseringspunktet for monochromatoren.

Det fremgår endvidere af fig. 5.3, at pillens hale følger rotationsretningen. Dette synes at være i modstrid med afsnittet ovenover, men kan forklares ved, a) at det fordampede pillemateriale omkring pillen udøver en skærmning af det fordampede pillemateriale bag pillen (i forhold til plasmaets rotationsretning) og/eller b) plasmaet "fejer" det fordampede pillemateriale med sig. Både a) og b) forklarer formen og længden af pillens hale. Det mørke område mellem de to lyse "faner" i pillens hale er ved en model som a) og/eller b) forventelig, idet elektronernes og ionernes indtrængningsdybde i halen er givet ved et par Larmorradier for ionerne ($\varrho_L \approx 2 \text{ mm}$). Det vil derfor kun være et fåtal af plasmapartiklerne, der får mulighed for at excitere det neutrale materiale midt i halen.

Det skal sluttelig nævnes, at Kristoferson⁷⁾ har benyttet et plasma meget lig puffatronens til beskyddning af små faste legemer (ikke letfordampelige). Disse eksperimenter førte til, at materiale fra det faste legeme fjernede sig med hastigheder meget lig hastigheden v_k . Herudover observeredes der en kraftig elektronopvarmning af plasmaet, der vekselvirkede med det faste legeme (sml. her bemærkninger på side 36).

6. KONKLUSION

Det er gennemgået, at kun fusionsreaktorer med lille β -værdi med steady-state eller long-pulse drift (f.eks. respektivt stellartor og tokamak) har et behov for brændstoffødning. Det herved rejste problem synes bedst imødekommet ved indskydning af frosne deuterium/tritium piller i mm-området.

Hydrogenpillers vekselvirkning med fusionsplasmaer er nøjere undersøgt, foruden at forskellige skærningsmekanismer er gennemgået. Det fremgår heraf, at der må stilles krav om indskydningshastigheder omkring 10^4 m/sek. Brændslets afsætning i plasmaet opfylder rimeligt godt det ideelle, nemlig at der kun sker afsætning ved plasmastrengens centrum. Lavere indskydningshastigheder kan benyttes, hvis en forringet fordeling af brændslet kan accepteres.

Hydrogenpillers (radius 125 μm) vekselvirkning med et test plasma beskrives. Først er test plasmaet, et roterende plasma, undersøgt, og det er gennem målinger demonstreret, at energifluxen er væsentlig større end hidtil antaget. Endvidere bevarer plasmapartiklerne deres energi længere end tidligere antaget.

Pillernes fordampning i det roterende plasma kræver betydeligt mindre energi, end det teoretiske billede angiver; men dette kan forklares ved, at ioniseringen af pillematerialet finder sted omkring 1 mm fra pillen. Det skal nævnes, at denne modifikation kun har mindre betydning ved brændstofpiller i mm-området. Det synes godtgjort, at hastigheden af det fordampede materiale befinder sig i det forventede interval, og som forventet er uafhængig af størrelsen af plasmaenergifluxen.

REFERENCER

Kapitel 1

- 1) Massachusetts Institute of Technology, M.I.T. Fusion Technology Program. Technical Progress Report No. C00-2431-1 (1974) Chapter III.
- 2) Illinois University, Pellets for Fusion Reactor Refuelling. Technical Progress Report No. C00-2434-4 (1975) 28 pp.

Kapitel 2

- 1) F.L. Ribe, Fusion reactor systems. Rev. Mod. Phys. 47, 7 (1975).
- 2) I.A. Artsimovich, Tokamak Devices. Nuc. Fus. 12, 215 (1972).
- 3) A. Gibson, R. Hancox and R.J. Bickerton, Economic Feasibility of Stellarator and Tokamak Fusion Reactors. Proc. IV Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison 1971. Paper No. IAEA-CN-28/K-4.
- 4) K.A. Brueckner and S. Jorna, Laser Driven Fusion. Rev. Mod. Phys. 46, 325 (1974).
- 5) R.J. Bickerton, J.W. Connor and J.B. Tayler, Diffusion Driven Plasma Currents and Bootstrap Tokamak. Nature Physical Science 229, 110 (1971).
- 6) T. Ohkawa, New Methods of Driving Plasma Current in Fusion Devices. Nuc. Fus. 10, 185 (1970).
- 7) Euratom Advisory Group on Heating and Injection, The present State of Research into Plasma Heating and Injection Methods. Report EUR FU 74/AGHI 10/R1 (1974) 115 pp.
- 8) R. Hancox, General Description of a Possible D-T Toroidal Reactor. Proc. Int. School of Fusion Reac. Techn., Erice 1972, p 135.
- 9) R.G. Mills, The Problem of Fuel Injection. Proc. Int. School of Fusion Reac. Techn., Erice 1972, p 325.
- 10) R.G. Mills, Temperature and Density Profiles of a Steady-State Reactor. Proc. Int. School of Fusion Reac. Techn., Erice 1972, p 359.
- 11) A. Samain, Inward Diffusion of Tokamak-Trapped Particles by Slow Magnetic Pumping. Nuc. Fus. 12, 577 (1972).
- 12) G.K. Verboom and J. Rem, The Temperature Profile in a Thermo-nuclear Reactor. Nuc. Fus. 13, 69 (1973).
- 13) L. Spitzer, D.J. Grove, W.E. Johanson, L. Tonks, and W.F. Westendorp, Problems of the Stellarators as a Useful Power Source. Report NYO-6047, USAEC 1974, Chapter VII.

- 14) D.J. Rose, On the Fusion Injection Problem. Tech. Div. Mem. No. 82, Culham 1968 (private) 18 pp.
- 15) A.C. Riviere, Penetration of Fast Hydrogen Atoms into a Fusion Reactor Plasma. Nuc. Fus. 11, 363 (1971).
- 16) D.R. Sweetman, A.C. Riviere, H.C. Cole, E. Thompson, D.P. Hammond, J. Hugill, and G.M. McCracken, Fast Neutral Injection for Plasma Heating and Reactor Start-up. Proc. IV Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison 1971. Paper No. IAEA-CN-28/K-5.
- 17) S.L. Gralnick, Solid Deuterium Evaporation in a Fusion Plasma. Nuc. Fus. 13, 703 (1973).
- 18) D. Dimock, K. Jensen, V.O. Jensen, L.W. Jørgensen, H.L. Pécseli, H. Sørensen, and F. Øster, Pellet Acceleration. Studies Relating to the Refuelling of a Steady-State Fusion Reactor. Risø Report No. 332 (1975) 22 pp.
- 19) J.R. Hiskes, Atomic and Cluster Injection into D-T Mirror Fusion Power Systems. Nuc. Fus. 12, 423 (1972).
- 20) F. Bottiglioni, J. Coutant, and M. Fois, An Evaporation Model for H₂-Clusters Interacting with Electrons and Ions in a Plasma. Nuc. Fus. 14, 365 (1974).
- 21) C.D. Hendricks and S.B. Babil, Generation of Uniform, 0.5-10 μ m, Solid Particles. J. of Phys. E. 5, 905 (1972).

Kapitel 3

- 1) R. Hancox, General Description of a Possible D-T Toroidal Reactor. Proc. Int. School of Fusion Reac. Techn., Erice 1972, p 135.
- 2) D. Dimock, K. Jensen, V.O. Jensen, L.W. Jørgensen, H.L. Pécseli, H. Sørensen, and F. Øster, Pellet Acceleration. Studies Relating to the Refuelling of a Steady-State Fusion Reactor. Risø Report No. 332 (1975) 22 pp.
- 3) R.L. Freeman and E.M. Jones, Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments. Culham Laboratory. Report No. CLM-R 137 (1974).
- 4) Oak Ridge National Laboratory, Atomic and Molecular Collision Cross Sections of Interest in Controlled Thermonuclear Research. ORNL Report TID 4500 (30th ed.) (1964).
- 5) National Bureau of Standards, Survey of the Properties of the Hydrogen Isotopes Below their Critical Temperatures. NBS Report No. COM-75-10281 (1973) 113 pp.
- 6) S.L. Gralnick, Solid Deuterium Evaporation in a Fusion Plasma. Nuc. Fus. 13, 703 (1973).

- 7) R.G. Mills, Temperature and Density Profile of a Steady-State Reactor. Proc. Int. School of Fusion Reac. Techn., Erice 1972, p. 359.
- 8) A. Dalgarno and G.W. Griffing, Energy per Ion Pair for Electron and Proton Beams in Atomic Hydrogen. Proc. Royal Soc. A248, 415 (1958).
- 9) W.P. Jesse and J. Sadauskis, Ionization in Pure Gases and the Average Energy to Make an Ion Pair for Alpha and Beta Particle. Phys. Rev. 97, 1668 (1955).
- 10) W.P. Jesse and J. Sadauskis, Absolute Energy to Produce an Ion Pair by Beta Particle from S^{35} . Phys. Rev. 107, 766 (1957).
- 11) S.K. Erents and G.M. McCracken, Desorption of Solid Hydrogen by Energetic Protons, Deutrons and Electrons. J. Appl. Phys. 44, 3139 (1973).
- 12) R. Clampitt, Ablation of Solid Hydrogen by Electrons and Ions. Culham Laboratory, Report No. CLM-P 400 (1974) 9 pp.
- 13) L. Spitzer, D.J. Grove, W.E. Johanson, L. Tonks, and W.F. Westendorp, Problems of the Stellarators as a Useful Power Source. Report NYO-6047, USAEC 1954, Chapter VII.
- 14) D.J. Rose, On the Fusion Injection Problem. Techn. Div. Mem. No. 82, Culham 1968 (private).
- 15) S.L. Gralnick, Solid Deuterium Evaporation in a Fusion Plasma. Plasma Laboratory Report No. 58, Columbia University, New York (1972) 109 pp.
- 16) R. Courant and K.O. Friedrichs, Supersonic Flow and Shock Waves. 1. (Interscience Publishers, New York, 1948) Chapter III.
- 17) E.W. McDaniel, Collision Phenomena in Ionized Gases (John Wiley and Sons, New York, 1964) Appendix III.
- 18) A.A. Vedenov in: Review of Plasma Physics 1 (M.A. Leontovich, ed.) (Consultants Bureau, 1965) p 312.
- 19) L.J. Kieffer, Low-Energy Electron Collision Cross-Section Data. Atomic Data 1, 19 (1969).
- 20) E.W. McDaniel, Collision Phenomena in Ionized Gases (John Wiley and Sons, New York, 1964) Chapter 13.
- 21) H. Sørensen, On the Emission of Secondary Electrons from Solid Deuterium. Proc. VI Conf. on Atomic Collisions in Solids, Amsterdam, 1975.
- 22) H. Sørensen, Experimental Set-up for Irradiation of Solid H_2 and D_2 with Charged Particles of keV Energies. To be published in Appl. Physics.

- 23) F. Øster, The Possibility of Pellet Injection and Preliminary Experimental Results. Proc. Int. School of Fus. Reac. Techn., Erice 1972, p 373.
- 24) C.T. Chang, The Magnetic Shielding Effect of a Re-fuelling Pellet. Nuc. Fus. 15, 595 (1975).
- 25) B. Feinberg and R.A. Cross, A Study of Hot Plasma in Contact with a Cold Wall. J. Nucl. Mat. 53, 111 (1974).
- 26) M.S. Chu, Hot Plasma in Contact with a Cold Wall. Phys. Fluids 16, 1441 (1973).
- 27) F. Bottiglioni, J. Coutant, and M. Fois, Ionization Cross Sections for H_2 , N_2 , and CO_2 Clusters by Electron Impact. Phys. Rev. A 6, 1830² (1972).
- 28) F. Bottiglioni, J. Coutant, and M. Fois, An Evaporation Model for H_2 -clusters Interacting with Electrons and Ions in a Plasma. Nuc. Fus. 14, 365 (1974).

Kapitel 4

- 1) D.D. Millar, Plasma Ion Heating by Adiabatic Diamagnetization. Plasma Physics 17, 305 (1975).
- 2) H.K. Forsen and A.W. Trivelpiece, Rotating Plasma as a Source for Injection into a Magnetic Mirror. Phys. Fluids 9, 1022 (1966).
- 3) B.W. James and S.W. Simpson, Isotopic Separation in a Rotating Plasma. Phys. Lett. 46A, 347 (1974).
- 4) L.J. Srnka, VORTEX: A Quasi-steady Supermagnetosonic Rotating Plasma Experiment. Plasma Physics 16, 1129 (1974).
- 5) B. Lehnert, Rotating Plasmas, Stockholm Report No. 70-37, Royal Institute of Technology (1970) 97 pp.
- 6) F. Øster, Studies of a Rotating Plasma Device, Risø Report No. 191 (1969) 49 pp.
- 7) B. Bonnevier and A.H. Sillesen, Breakdown and Plasma Formation in a Rotating Plasma Device, Stockholm Report No. TRITA-EPP-74-06, Royal Institute of Technology (1974) 10 pp.
- 8) K.-V. Weisberg, A Stabilized He-Ne-Laser Interferometer with High Resolution and Large Bandwidth. Proc. 7th Symposium on Fusion Technology. Grenoble 1972, p 51.
- 9) O. Rasmussen and A.H. Sillesen, Measurements on a Rotating Plasma by a High Resolution Laser Interferometer, Risø (private) 1970.
- 10) L.W. Jørgensen and A.H. Sillesen, A Study of Charge-Exchange Neutrals from a Rotating Plasma. To be published.

- 11) L.W. Jørgensen and A.H. Sillesen, Determination of the Ion Velocity Distribution in a Rotating Plasma from Measurements of the Doppler-Broadening. To be published.
- 12) L. Danielsson, Review over the Critical Velocity. Stockholm Report No. 70-05, Royal Institute of Technology (1970) 20 pp.
- 13) V.V. Afrosimov, M.P. Petrov, and V.A. Sadovnikov, Measurements of the Local Values of the Ion Temperature in a Tokamak Using Charge Exchange of Plasma Ions with a Jet of Hydrogen Atoms. ZhETF Pis. Red. 18, 510 (1973) (English translation JETP Letters 18, 300 (1973)).
- 14) D.W. Mason, An Apparatus for Detection and Energy Analysis of Fast Neutral Atoms. Culham Laboratory, Report No. CLM-R 49 (1966) 12 pp.
- 15) H.K. Forsen, The Two-Stage Magnetic Mirror Compressing Experiment with a Rotating Plasma Source. University of California, Report No. 65-16 (1965) 146 pp.
- 16) L. Danielsson and N. Brenning, Experiment on the Interaction Between a Plasma and a Neutral Gas. II. Phys. Fluids. 18, 661 (1975).
- 17) H.R. Griem, Plasma Spectroscopy (McGraw-Hill Comp. 1964), Chapter 4 and 13.

Kapitel 5

- 1) F. Øster and A.H. Sillesen, Solid Hydrogen-Plasma Interaction in Relation to the Refuelling Problem. Proc. 5th Eur. Conf. Fusion Plasma Phys. 1, Grenoble 1972, p 15.
- 2) F. Øster, The Possibility of Pellet Injection and Preliminary Experimental Results. Proc. Int. School of Fusion Reac. Techn., Erice 1972, p 373.
- 3) L.W. Jørgensen, A.H. Sillesen, and F. Øster, Ablation of Hydrogen Pellets in Hydrogen and Helium Plasmas. Plasma Physics 17, 453 (1975).
- 4) L.W. Jørgensen and F. Øster, Hydrogen Pellet-Rotating Plasma Interaction. A Spectroscopic Analysis. To be published in Plasma Physics.
- 5) A.F.D.S. Tayler, A Solid Hydrogen Pellet Launcher. J. Sci. Instrum. (J. Phys. E) 2, 696 (1969).
- 6) T.C. Anastos and C.D. Hendricks, Injection of small macroscopic particles into plasmas as a diagnostic technique. J. Appl. Phys. 45, 1176 (1974).
- 7) L. Kristoferson, The Interaction of a Plasma Stream with Solid Bodies. Stockholm Report No. TRITA-EPP-75-12, Royal Institute of Technology (1975) 52 pp.

Appendix A

- 1) National Bureau of Standards, Survey of the Properties of the Hydrogen Isotopes Below their Critical Temperatures. NBS Report No. COM-75-10281 (1973) 113 pp.
- 2) R.L. Freeman and E.M. Jones, Atomic Collision Process in Plasma Physics Experiments. Culham Laboratory. Report No. CLM-R 137 (1974).
- 3) Oak Ridge National Laboratory, Atomic and Molecular Collision Cross Sections of Interest in Controlled Thermonuclear Research. ORNL Report TID 4500 (30th. ed.) (1964).
- 4) A. Dalgarno and G.W. Griffing, Energy per Ion Pair for Electron and Proton Beams in Atomic Hydrogen. Proc. Royal Soc. A248, 415 (1958).

Appendix B

- 1) E.A. Jackson, Equilibrium Statistical Mechanics (Prentice-Hall Inc., New York, 1968) chapter 2.2-3.

Appendix C

- 1) A. Dalgarno in: Atomic and Molecular Processes (D.R. Bates, ed.) (Academic Press, New York, 1962) p 622.
- 2) R.L. Freeman and E.M. Jones, Atomic Collision Process in Plasma Physics Experiments. Culham Laboratory. Report No. CLM-R 137 (1974).
- 3) F. Bottiglionni, J. Coutant, and M. Fois, Ionization Cross Section for H_2 , N_2 and CO_2 Clusters by Electron Impact. Phys. Rev. A6, 1430 (1972).
- 4) W. Whaling in: Handbuch der Physik (S. Flügge, ed.) vol. 34 (Springer, Berlin, 1958) p 193.

Appendix D

- 1) K.A. Brueckner and S. Jorna, Laser Driven Fusion. Rev. Mod. Phys. 46, 325 (1974).
- 2) P. Kafalas and A.P. Ferdinand, Jr., Fog Droplet Vaporization and Fragmentation by a 10.6- μm Laser Pulse. Applied Optics 12, 29 (1973).
- 3) C.G.M. van Kessel and R. Sigel, Observation of Laser-Driven Shock Waves in Solid Hydrogen. Phys. Rev. Let. 33, 1020 (1974).
- 4) B.J. Eastlund and W.C. Gough, The Fusion TORCH. USAEC Report No. WASH-1132 (1969) 22 pp.

- 5) National Bureau of Standards, Survey of the Properties of the Hydrogen Isotopes Below their Critical Temperatures. NBS Report No. COM-75-10281 (1973) 113 pp.
- 6) L. Spitzer, D.J. Grove, W.E. Johanson, L. Tonks, and W.F. Wentendorp, Problems of the Stellarators as a Useful Power Source. Report No. NYO-6047, USAEC 1954, chapter VII.
- 7) S. Mitra, M. Hagler and M. Kristiansen, On the Vaporization of a Solid Pellet in a Stream of Hot Plasma. Tech. Mem. No. 1, Plasma Laboratory, Texas Tech. University (1969) 5 pp.
- 8) F. Bottiglioni, J. Coutant, and M. Fois, Ionization Cross Sections for H_2 , N_2 and CO_2 Clusters by Electron Impact. Phys. Rev. A6, 1830 (1972):

Appendix F

S.L. Gralnick, Solid Deuterium Evaporation in a Fusion Plasma. Plasma Laboratory Report No. 58, Columbia University, New York (1972) 109 pp.

APPENDICES

A: Nogle data for brint

		hydrogen (para)	deuterium normal	tritium
trippel punkt	(K	13.8	18.7	20.6
	(mmHg	52.8	128.5	162.0
vægtfylde, g/cm ³		0.086	0.195	0.322
atomar tæthed, 10 ²² cm ⁻³		5.17	5.88	6.47
sublimeringsenergi, 10 ⁻³ eV/atom		5.3	7.7	-

Tabel A1. Nogle data for fast hydrogen (som eksempel er valgt para), deuterium (som eksempel er valgt normal) og tritium. Vægtfylde, tæthed og sublimeringsenergi er angivet ved trippelpunktet. Ref. 1.

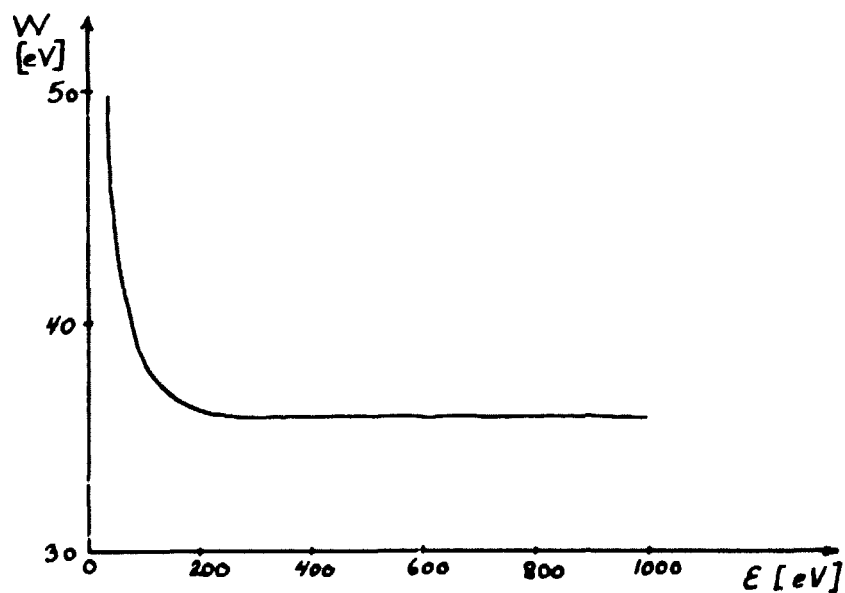


Fig. A2. Den beregnede gennemsnitlige energi, W , der medgår til dannelse af et ion/elektron par ved indskydning af elektroner med energi, ϵ , i en gas af atomart hydrogen. Ref. 4.

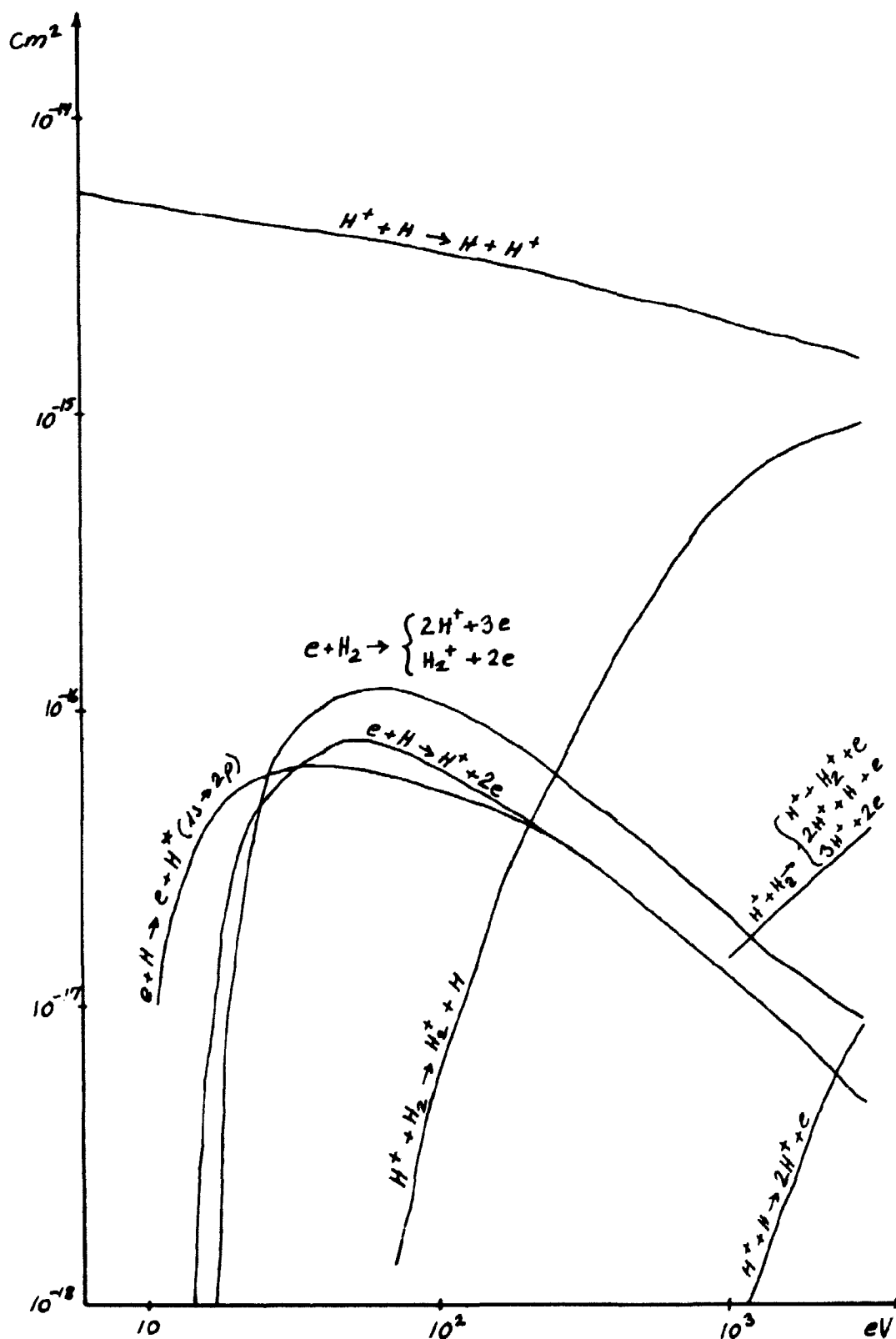


Fig. A1. Tværsnit for nogle atomare processer. Ref. 2.3.

B: Elektron- og ionenergifluxen i et Maxwelliseret plasma

Energifluxen, F , der rammer en enhedsflade vinkelret på en vilkårligt valgt x -akse er

$$F = \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \frac{1}{2} m v^2 v_x f(v) dv_x dv_y dv_z \quad (B1)$$

Vi vil antage, at fordelingen $f(v)$ er en Maxwell fordeling:

$$f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (B2)$$

Indsætning af (2) i (1) giver ved gentagne gange at benytte ref. 1

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{2} m n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{2kT}{m} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{2kT}{m} (v_y^2 + v_z^2) \right\} e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} dv_y dv_z \\ &= \frac{1}{2} m n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^\infty \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{5/2} + \frac{\sqrt{\pi}}{4} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{5/2} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{3/2} v_z^2 \right\} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \\ &= \frac{1}{2} m n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \left\{ 3\frac{\pi}{4} \left(\frac{2kT}{m} \right)^3 + \frac{\pi}{4} \left(\frac{2kT}{m} \right)^3 \right\} \\ &= \frac{1}{4} n \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} 2kT \quad (B3) \end{aligned}$$

C: Højenergitiske elektroner/ioners indtrængningsdybde i fast brint

Udgangspunktet for disse beregninger findes i kapitel 3.2.

Elektroner

Vi benytter her ligningen¹⁾

$$-W = \frac{1}{n_s \sigma_i} \frac{dE}{dS} \quad (C1)$$

hvor vi har udtrykt, at energitabet pr. dannet ion/elektron-par er lig den fri middelvejlængde (for ionisation) multipliceret med energitabet, $d\mathcal{E}$, pr. gennemløbet vejlængde, ds . Af (1) fås den samlede vejlængde

$$R_e(\mathcal{E}) = \int_0^{\mathcal{E}} ds = \int_0^{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{n_s \sigma_i W} = \frac{I_h}{n_s} \int_0^x \frac{dx}{\sigma_i W} \quad (C2)$$

hvor vi har indført transformationen, $x = \frac{\mathcal{E}}{I_h}$ (I_h er ioniseringspotentialt for atomart hydrogen). Ved at sammenholde fig. A1 og A2 fås

$$R_e \approx \frac{I_h}{n_s W_0} \int_{10}^x \frac{dx}{\sigma_i} \quad (C3)$$

σ_i er udtrykt på analytisk form i ref. 2, hvorfra vi simpelt approksimerer til

$$\sigma_i \approx \sigma_0 \frac{3 + \ln x}{x}, \quad \sigma_0 = 1.18 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

gældende for $x > 10$. Ved at benytte dette fås

$$R_e \approx \frac{I_h}{n_s W_0 \sigma_0} \int_{10}^x \frac{x}{3 + \ln x} dx \quad (C4)$$

her er integralet $\approx \frac{x}{2} \frac{x}{3 + \ln x}$, således at vi opnår følgende simple udtryk

$$R_e(\mathcal{E}) \approx \frac{1}{2} \frac{1}{n_s \sigma_i(\mathcal{E})} \frac{\mathcal{E}}{W_0} \quad (C5)$$

Dette er den gennemsnitlige vejlængde, som en elektron med energi \mathcal{E} tilbagelægger i fast brint; men da højenergetiske elektroner kun spredes lidt ved hver kollision³⁾, vil vi benytte R_e som udtryk for indtrængningsdybden

$$S_e(\mathcal{E}) \simeq \frac{1}{2} \frac{1}{n_s \sigma_e(\mathcal{E})} \frac{\mathcal{E}}{w_0} \quad (C6)$$

specielt er $S_e(10 \text{ keV}) \simeq 18 \mu\text{m}$.

Det fremgår endvidere af (1), at elektronernes energiafsætning er voksende som funktion af den vejlængde, elektronerne har tilbagelagt.

Ioner

Brints "stopping power" ($\approx \frac{1}{n_s} \frac{d\mathcal{E}}{dr}$) over for protoner (og for partikler med større masse) er betydelig større end over for elektroner¹⁾. Whaling⁴⁾ angiver den gennemsnitlige vejlængde, R , for både protoner og α -partikler i en hydrogen-gas (15°C , 760 mmHg). Whalings partikelenergier er dog noget højere end de her forekommende; men en rimelig approksimation fører til $R_p^{\text{gas}}(10 \text{ keV}) \simeq 0.05 \text{ cm}$, som omregnet til vores "gas"-tæthed giver $R_p(10 \text{ keV}) \simeq 0.5 \mu\text{m}$. Med hensyn til α -partiklerne, som vi antager har $T_\alpha \simeq 10 T_i$ (se kapitel 3.1.), er det ikke muligt at approksimere på en rimelig måde; men da brints stopping power over for α -partikler er ca. det dobbelte af stopping power overfor protoner¹⁾, vil vi benytte approksimationen

$$R_\alpha(100 \text{ keV}) \simeq \frac{1}{2} R_p(100 \text{ keV}) \simeq 2.5 \mu\text{m} \quad (C7)$$

Ved overslagsberegning af $R_{p,\alpha}(\xi)$ for andre værdier af ξ kan $R_{p,\alpha}$ antages lineær i ξ omkring henholdsvis 10 keV og 100 keV. F.eks. giver dette for α -partikler med "fødselsenergien", at $R(3.5 \text{ MeV}) \simeq 88 \mu\text{m}$, medens den korrekte værdi er $81 \mu\text{m}$ ⁴⁾.

Differencen mellem $R_{p,\alpha}$ og indtrængningsdybden, $S_{p,\alpha}$, er af størrelse lig forholdet mellem elektronmasse og ionmasse multipliceret med $R_{p,\alpha}$ ⁴⁾, således at vi kan antage

$$S_{p,\alpha} \simeq R_{p,\alpha} \quad (\text{C8})$$

D: Shock-front fordampning af fast hydrogen

Energifluxen i et fusionsplasma (afsnit 3.1.) er af samme størrelsesorden som de energifluxe, der benyttes ved laser fusion, ref. 1, hvor energien også afsættes i et tyndt overfladelag. Der er således klare analogier, hvorfor vi vil undersøge, om der er mulighed for i lighed med pille-laser vekselvirkning^{2,3)} at opnå en shock-front fordampning.

Kriteriet for udbredelse af en shock-front kan udtrykkes⁴⁾ som

$$F > v_s E \quad (\text{D1})$$

hvor E er fordampningsenergien pr. volumen, som vi kan antage til at være sublimeringsenergien (tabel A1). For v_s vil vi benytte den transversale lydhastighed ($\simeq 1050 \text{ m/s}$ ⁵⁾). Dette giver $v_s E \simeq 5 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^2$, således at betingelsen (1) er opfyldt ved begyndelsen af vekselvirkningen; men som påpeget⁶⁾ vil der ekstremt hurtigt dannes

et skærmende neutralt lag, således at F mindskes. Det er således nødvendigt at undersøge, om en shock-front kan opretholdes, d.v.s. om energien kan overføres tilstrækkeligt hurtigt gennem dette overfladelag. Ved at se bort fra den transversale energitransport (m.h.t. magnetfeltet), således at energi til pillen tilføres fra en cylinder med pillens tværsnit, har Eastlund et al.⁴⁾ ved en overslagsregning fundet følgende kriterium for pillens fordampningstid

$$t \approx \frac{1.3 \cdot 10^3 n_s [\text{cm}^{-3}] r_p^2 [\text{cm}] E^2 [\text{J/cm}^2]}{n^2 [\text{cm}^{-3}] T_e^{3/2} [\text{keV}]} < \frac{r_p}{v_s} \quad (\text{D2})$$

Vi har her benyttet de korrektioner, som Mitra et al.⁷⁾ har indført. Ved indsætning af $r_{p_0} = 0.5 \text{ cm}$ og $T_e = 10 \text{ keV}$ i (2) fås $tv_s \approx 10^{-4} \text{ cm} \ll r_{p_0} = 0.5 \text{ cm}$.

Det vil imidlertid ikke være korrekt at benytte plasmatemperaturen, idet plasmaelektronerne, efterhånden som det neutrale lag udvikles, vil afgive deres energi, hvorved der dannes sekundære elektroner med energi omkring 20 eV ⁸⁾. Ved at benytte denne værdi som nedre grænse for T_e fås $tv_s \approx 10^8 \text{ cm} \gg r_{p_0} = 0.5 \text{ cm}$, således at D2 ikke er opfyldt, bortset fra en periode lige i begyndelsen af vekselvirkningen.

E: Bestemmelse af pillehastigheden

Tiden for pillens indtrængning til plasmastrengens centrum, τ_1 (se side 9), er bestemt ved

$$\int_0^{\tau_1} v_p dt = a \quad (\text{E1})$$

Ved at stille krav om at halvdelen af pillen skal nå ind til plasmastrengens centrum, har vi endvidere

$$\frac{4}{3}\pi r_p^3(\tau_1) = \frac{1}{2} \frac{4}{3}\pi r_{p_0}^3$$

eller

$$r_p(\tau_1) = 2^{-1/3} r_{p_0} \quad (E2)$$

Fra Fig. 3.1 have $\frac{dr_p}{dt} = -v_s(t)$, som integreres til

$$r_p(t) = r_{p_0} - \int_0^t v_s dt \quad (E3)$$

Af (1), (2) og (4) med $t = \tau_1$ kan vi nu bestemme v_p . Af appendix F fremgår det endvidere, at vi kan antage v_p uafhængig af tiden.

Konstant tætheds- og temperaturprofil

I dette tilfælde er v_s uafhængig af tiden, hvorefter fås

$$v_p = \frac{a}{1 - 2^{-1/3}} \frac{v_s}{r_{p_0}} \approx 5 a \frac{v_s}{r_{p_0}} \quad (E4)$$

Tætheds- og temperaturprofiler givet ved (3.1)

Indsættelse af (1) og (2) i (4) giver

$$(1 - 2^{-1/3}) r_{p_0} = \int_0^{a/v_p} v_s(t) dt = \int_0^{a/v_p} \frac{F}{n_s W_0} dt \quad (E5)$$

hvor vi i sidste omformning har benyttet (3.9). Med $F \approx F_e$ fås ved benyttelse af (3.1) og (3.3), at højresiden i (6) er lig

$$\frac{a v_{s_0}}{v_p} \int_0^1 (1 - 0.5 x^2) (1 - 0.9 x^2)^{3/2} dx \quad (E6)$$

hvor vi har indført transformationen $x = (a - v_p t)/a$. Integralet i (7) er ca. lig 0.5, således at (7) indsat i (6) giver

$$v_p \simeq 2.5 a \frac{v_s}{r_p} \quad (E7)$$

F: Nedbremsning af pillen

Vi ønsker at finde en øvre grænse for plasmaets decelererende effekt på pillen. Ved brug af (3.1) fås

$$\frac{dv_p}{dt} \lesssim -c \frac{1}{2} \rho v_p^2 A_{p_0} / \frac{1}{2} m_{p_0} \quad (F1)$$

idet vi har antaget, at pillen er reduceret til det halve i plasmaets centrum. Ved at benytte den i ref. 1 udregnede værdi af c får vi approksimativt

$$c \simeq \frac{5}{2} \frac{\bar{v}_i}{v_p} \quad (F2)$$

som indsat i (1) fører til

$$\frac{\Delta v_p}{v_p} \lesssim \frac{15}{8} \frac{n_0}{n_s} \frac{\bar{v}_i}{r_{p_0}} \Delta t \quad (F3)$$

hvor vi på højresiden har indført den maksimale plasmatæthed og -temperatur. Δt er indtrængningstiden. $v_p = 10^4$ m/s giver således for $r_{p_0} = 0.5$ cm $\Delta v_p / v_p \lesssim 10^{-3}$.

G: Afbøjning af pillen i puffatronplasmaet

Af afsnit 5.1 fremgår det, at pillen afbøjes af plasmaet, således at der må korrigeres herfor ved ændring af indskydningsvinklen, se fig. 5.3. Vi vil vise, at plasmaets moment påvirker pillen med en kraft, hvor komponenten vinkelret på pillebanen betegnes K_p , der kan forklare den indirekte observerede afbøjning af pillen. Fig. G1 skitserer situationen. Heraf fås

$$d' = \frac{v_e \Delta r d}{l} = \frac{1}{2} \frac{K}{m_p} \Delta r^2$$

eller

$$K = \frac{2 m_p v_p d}{\Delta r l} \quad (G1)$$

Af (1) fås $K \sim 4 \cdot 10^{-4}$ N, hvor vi karakteristisk har benyttet $d = 3$ mm og $l = 5$ cm.

K_p bestemmes af

$$K_p \simeq A v_D n m_i v_D \sin \varphi \quad (G2)$$

idet vi har set bort fra elektronerne, der antages at støde isotroptisk, og ionernes Larmorbevægelse. Endelig har vi antaget ionernes kollisioner med pillen for fuldstændigt uelastiske, sml. bemærkningerne på side 55. A er pillens tværsnit vinkelret på plasmaets rotationsretning på pillens position, φ er vinklen mellem pillens baneretning og plasmaets rotationsretning. Af (2) fås $K_p \sim 10^{-3}$ N $\gg K$. Vi har ikke beskæftiget os med tilfældet $\varphi = 0$, da langt de fleste positioner for pille-plasma vekselvirkningen valgtes nær udgangshullet for at øge detekteringsfrekvensen.

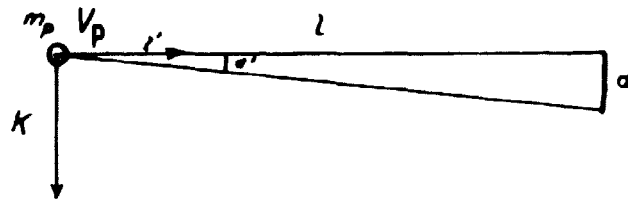


Fig. G1. Skitse til beregning af pillens flytning i løbet af pille-plasma vekselvirkningsfasen, $\Delta\tau$. K er kraften på pillen og $(l', d') = (v_p \Delta\tau, \frac{v_p \Delta\tau}{\gamma} d)$ er positionen af pillen umiddelbart efter vekselvirkningen.